

SÉRIE A, N° 648.

N° D'ORDRE :
1388.

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES,

PAR

M. A. FOIX,

Chef de Travaux à la Faculté des Sciences d'Alger.

1^{re} THÈSE. — SUR LE RAYONNEMENT DU MANCHON AUËR ET DES
CORPS AMORPHES EN GÉNÉRAL.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 27 novembre 1910, devant la Commission d'Examen.

MM. G. LIPPMANN, *Président.*
E. BOUTY, *Examineurs.*
H. LE CHATELIER, *Examineurs.*

PARIS,

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE

DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,
Quai des Grands Augustins, 55.

1910

SÉRIE A, N° 648.

N° D'ORDRE :
1388.

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES,

PAR

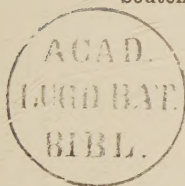
M. A. FOIX,

Chef de Travaux à la Faculté des Sciences d'Alger.

1^{re} THÈSE. — SUR LE RAYONNEMENT DU MANCHON AUËR ET DES
CORPS AMORPHES EN GÉNÉRAL.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 2/ novembre 1910, devant la Commission d'Examen.



MM. G. LIPPMANN,

Président.

E. BOUTY,

H. LE CHATELIER,

} *Examineurs.*

PARIS,

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE

DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,
Quai des Grands-Augustins, 55.

1910

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS.

	MM.	
Doyen.....	P. APPELL, Professeur.	Mécanique rationnelle.
Doyen honoraire.....	G. DARBOUX.....	Géométrie supérieure.
Professeurs honoraires.	L. TROOST.	
	CH. WOLF.	
	J. RIBAN.	
	LIPPMANN.....	Physique.
	BOUTY.....	Physique.
	BOUSSINESQ.....	Physique mathématique et Calcul des probabilités.
	PICARD.....	Analyse supérieure et Algèbre sup.
	H. POINCARÉ.....	Astronomie mathématique et Méca- nique céleste.
	Y. DELAGE.....	Zoologie, Anatomie, Physiol. compar.
	G. BONNIER.....	Botanique.
	DASTRE.....	Physiologie.
	KÖNIGS.....	Mécanique phys. et expérimentale.
	VELAIN.....	Géographie physique.
	GOURSAT.....	Calcul différentiel et Calcul intégral.
	CHATIN.....	Histologie.
	HALLER.....	Chimie organique.
	JOANNIS.....	Chimie (Enseignement P. C. N.).
Professeurs.....	JANET.....	Physique (Enseignement P. C. N.).
	WALLERANT.....	Minéralogie.
	ANDOYER.....	Astronomie physique.
	PAINLEVÉ.....	Mathématiques générales.
	H AUG.....	Géologie.
	TANNERY.....	Calcul différentiel et Calcul intégral.
	HOUSSAY.....	Zoologie.
	H. LE CHATELIER.....	Chimie.
	GABRIEL BERTRAND...	Chimie biologique.
	M ^{me} P. CURIE.....	Physique générale.
	CAULLERY.....	Zool. (Evolution des êtres organisés).
	C. CHABRIÉ.....	Chimie appliquée.
	G. URBAIN.....	Chimie.
	EMILE BOREL.....	Théorie des fonctions.
	MARCHIS.....	Aviation.
	JEAN PERRIN.....	Chimie physique.
	G. PRUVOT.....	Zoologie, Anatomie, Physiol. comp.
	N.....	Applicat. de l'Analyse à la Géométrie.
	PUISEUX.....	Mécanique et Astronomie.
	LEDUC.....	Physique.
	MATRUCHOT.....	Botanique.
Professeurs adjoints...	MICHEL.....	Minéralogie.
	HÉROUARD.....	Zoologie.
	LÉON BERTRAND.....	Géologie.
	REMY PERRIER.....	Zoologie (Enseignement P. C. N.).
	MOLLIARD.....	Physiologie végétale.
	COTTON.....	Physique.
Secrétaire.....	A. GUILLET.	

A

M. E. BOUTY,

MEMBRE DE L'INSTITUT,
PROFESSEUR A LA SORBONNE.

A

M. A. MULLER,

PROFESSEUR A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ D'ALGER.

Hommage respectueux
et témoignage de vive reconnaissance.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

PREMIÈRE THÈSE.

SUR LE

RAYONNEMENT DU MANCHON AUËR

ET DES CORPS AMORPHES EN GÉNÉRAL.

INTRODUCTION.

Les remarquables propriétés du manchon Auër ont, dès l'origine, excité au plus haut point l'intérêt des physiciens et suscité des recherches scientifiques vers une explication.

Au début, oublieux de la féconde théorie de Kirchhoff, on cherche, à tort, la solution dans un phénomène de luminescence.

De là, différents travaux qui ont beaucoup perdu de leur importance depuis qu'on a reconnu que c'est un phénomène de pure incandescence.

Les auteurs de ces travaux recherchent la cause de cette luminescence : soit dans l'hypothèse inexacte, comme nous le verrons, d'une combinaison entre l'oxyde de cérium et l'oxyde de thorium ; soit dans une action catalytique oxydante du premier de ces oxydes sur le mélange gazeux du brûleur.

Pour justifier cette dernière manière de voir, le Dr Killing montre que le platine peut remplacer l'oxyde de cérium

dans le manchon Auër ⁽¹⁾. En admettant qu'il y ait incandescence, cette intéressante expérience, convenablement interprétée, pouvait conduire Killing à la solution.

L'action catalytique de l'oxyde de cérium est d'ailleurs douteuse, car M. Geelmuyden a trouvé que les produits de la combustion du bec Auër sont moins oxydés que ceux d'un bec Bengel.

M. Saint-John ⁽²⁾ s'engage le premier dans la bonne voie. Il montre, en effet, que le manchon Auër est dénué de toute luminescence, et fait remarquer qu'en attribuant à ce manchon des pouvoirs émissifs convenables, dans les différentes parties du spectre, on expliquerait aisément les qualités émissives de ce corps : celui-ci serait donc coloré au sens général du mot.

Dans cette idée, MM. Le Chatelier et Boudouard ⁽³⁾ d'une part, et MM. Nernst et Bose ⁽⁴⁾ de l'autre, mesurent les pouvoirs émissifs du mélange Auër et trouvent, conformément aux vues de Saint-John, que ceux-ci baissent du bleu au rouge. MM. Le Chatelier et Boudouard pensent avec juste raison que cette décroissance se poursuit dans l'infra-rouge.

Il en résulte donc que le manchon Auër, corps coloré, rayonne beaucoup moins de chaleur obscure qu'on ne le pensait. Ce qui explique sa haute température d'incandescence ainsi que l'intensité de la lumière émise.

Ceci étant admis, M. Guillaume et surtout M. Féry cherchent pourquoi les propriétés émissives du manchon Auër dépendent si étroitement de sa composition. M. Féry ⁽⁵⁾ entrevoit l'influence que peut avoir la ténuité d'un radiateur sur son rayonnement et pense déjà que l'oxyde de thorium doit être transparent.

(1) Pour cela, ce savant évaporait, puis calcinaut un mélange de solution d'acide chloroplatinique et d'azotate de thorium.

(2) *Wied. Ann.*, t. LVI, 1895, p. 433.

(3) *Comptes rendus*, t. CXXVI, 1898, p. 1861.

(4) NERNST et BOSE, *Zeit. phys. Chem.*, t. I, 1900, p. 289 à 291.

(5) FÉRY, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 7^e série, t. XXVII, 1902.

M. Rubens ⁽¹⁾, dans un travail capital auquel nous aurons très souvent recours, établit, d'une manière irréfutable, que le manchon Auër et celui d'oxyde de cérium sont bien le siège de phénomènes d'incandescence. Ce savant confirme, d'une façon éclatante, tous les travaux de ses prédécesseurs et vérifie toutes leurs prévisions.

Cependant, malgré cet effort, le rôle de l'oxyde de cérium dans le manchon Auër est toujours mystérieux.

Consultons, en effet, les tableaux des pouvoirs émissifs d'un manchon Auër et d'un manchon d'oxyde de cérium, donnés par M. Rubens pour différentes radiations.

Nous voyons que les pouvoirs émissifs bleus de l'oxyde de cérium, pur ⁽²⁾ ou dilué dans l'oxyde de thorium, peu émissif ⁽³⁾, sont toujours assez voisins de l'unité : *la dilution les modifie peu*.

Il n'en est pas de même dans l'infra-rouge où les pouvoirs émissifs de l'oxyde pur de cérium sont voisins de 0,25, tandis qu'après la dilution ils deviennent tout à fait négligeables (0,008 jusqu'à $\lambda = 5\mu$). On ne s'attendait pas à un effet aussi avantageux pour l'éclairage et une explication paraît nécessaire.

Cependant, remettant celle-ci à plus tard, on pourrait être tenté de généraliser ce résultat d'expérience et penser que la dilution a peu d'effet sur les radiations émises presque au maximum par l'oxyde de cérium pur.

Cette induction n'est pas légitime.

En effet, les pouvoirs émissifs rouges de cet oxyde pur sont voisins de l'unité (0,93), et cependant, après la dilution, ils s'annulent presque (0,062), comme dans le cas de l'infra-rouge.

En apparence, l'incohérence est complète, et, si l'on n'était

⁽¹⁾ *Journal de Physique*, 4^e série, t. V, 1906, p. 306 et suiv.

⁽²⁾ M. Rubens ne donne pas les pouvoirs émissifs bleus de son manchon au cérium. Mais, par continuité, on voit qu'ils sont plus voisins de 1 que ne le sont les rouges.

⁽³⁾ *Journal de Physique*, 4^e série, t. V, 1906, p. 324, courbe *g* de Rubens.

pas averti, on serait presque tenté d'invoquer la luminescence, au moins en ce qui concerne les radiations bleues.

Cependant, en y regardant de plus près, la théorie de Kirchhoff rend très bien compte de ces curieuses actions.

Tout notre trouble, en effet, vient de ce que l'expérience précise, sans nous la faire prévoir, la manière d'agir des constituants du manchon Auër. Et cela, parce que la connaissance des pouvoirs émissifs de deux corps ne nous renseigne *a priori* que vaguement sur celui d'un de leurs mélanges.

Si l'on veut déterminer ce pouvoir émissif, considéré, en quelque sorte, comme résultant de ceux des corps composants, il faut, pensons-nous, avoir recours aux effets particuliers infinitésimaux de ces derniers, effets qui s'ajoutent simplement lors du mélange.

Pour essayer de comprendre le rôle de l'oxyde de cérium dans le rayonnement du manchon Auër, nous avons donc été amenés, avant tout, à faire un peu d'analyse.

Celle-ci est, d'ailleurs, bien simplifiée, sans que l'intérêt physique du problème, comme nous le verrons, soit diminué, en supposant que les radiateurs d'oxydes affectent la forme de lames indéfinies à faces planes, parallèles et par conséquent à surfaces continues. Toutes les difficultés inhérentes à la forme complexe et mal définie d'un manchon se trouvent ainsi supprimées.

Grâce à cette courte théorie, nous avons pu prévoir et vérifier ensuite expérimentalement ces prévisions.

Notre exposé sera divisé en trois parties :

Dans la première, presque entièrement théorique, nous calculerons le pouvoir émissif d'une lame diffusante et incandescente en fonction de son épaisseur et des paramètres différentiels qui la définissent comme radiateur.

Le même calcul nous fournira aussi les pouvoirs réflecteur et transmissif diffus de cette lame.

Ensuite, nous discuterons les expressions trouvées.

Dans la deuxième partie, expérimentale, nous vérifierons,

ainsi que nous l'avons déjà dit, les principaux résultats de la théorie précédente.

Avant, nous donnerons quelques détails sur la manière d'opérer.

Dans la troisième partie, nous appliquerons notre théorie au travail de M. Rubens. Les propriétés du manchon deviendront évidentes.

Enfin, après avoir résumé notre travail, nous concluons.

La partie expérimentale de ces recherches a été faite au Laboratoire de Chimie générale de la Faculté des Sciences de l'Université d'Alger.

Je prie M. le Professeur Bouty, membre de l'Institut, de vouloir bien agréer l'expression de ma profonde gratitude pour l'accueil si encourageant que j'ai trouvé auprès de lui, pour l'intérêt qu'il m'a témoigné et pour les avis éclairés de sa haute expérience.

Je remercie affectueusement mon professeur, M. Muller, qui m'a toujours bien conseillé, mettant à ma disposition toutes les ressources de son Laboratoire.

Je remercie aussi M. Malosse, professeur de Chimie à la Faculté de Médecine d'Alger, dont je ne saurai trop louer la complaisance, ainsi que MM. Pouget et Thomas, professeurs à la Faculté des Sciences. Grâce à ces Messieurs j'ai pu perfectionner mon spectrophotomètre, improvisé et d'abord par trop rudimentaire.

Qu'il me soit permis d'exprimer ma vive reconnaissance à M. L. Gentil, maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Paris, pour les preuves réelles d'amitié qu'il m'a données dans ces circonstances.

PREMIÈRE PARTIE.

Étude théorique du rayonnement des lames diffusantes.

EXPRESSION DU POUVOIR ÉMISSIF.

Cherchons quel est, pour une radiation et une température données, le pouvoir émissif d'une lame diffusante en fonction de son épaisseur et des paramètres qui caractérisent sa substance au point de vue du rayonnement.

Soient (*fig. 1*) AB et CD les faces planes parallèles et indéfinies qui limitent une lame homogène et incandescente formée d'un oxyde métallique ou plus généralement d'une substance diffusant fortement les radiations qu'elle est capable d'émettre.

Lorsqu'il y a incandescence, le plan MN, défini par sa distance à AB, reçoit de la lame ABMN, uniformément sous toutes les incidences, un rayonnement dont l'intensité globale (1) est I, par unité de surface de MN, pour une radiation donnée et aussi pour une température donnée.

L'uniformité du rayonnement émis par une lame telle que ABMN, c'est-à-dire l'égalité de l'intensité dans toutes les directions d'émission d'un même côté d'une de ses faces, est un fait évident, si la diffusion y est parfaite. Nous avons, d'ailleurs, observé bien souvent cette uniformité lorsque nos lames étaient en expérience. Voici comment : à la suite d'un

(1) Soit i l'intensité uniformément rayonnée par la lame dans toutes les directions et soit α l'angle de l'une de ces directions avec la normale à MN. On a, pour l'élément dS de ce plan,

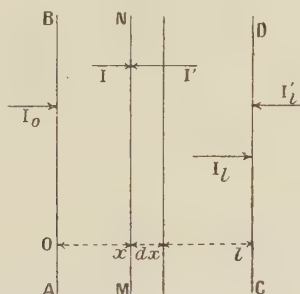
$$I \cdot dS = \int_0^{\frac{\pi}{2}} i (dS \cos \alpha) \cdot 2\pi \sin \alpha \cdot d\alpha = \pi i dS,$$

d'où

$$I = \pi i.$$

long usage, les lames se coupent et se recourbent, de sorte que la très petite région de la lame qu'on observe, quoique pratiquement plane, est tour à tour vue sous une très petite puis sous une forte incidence. Jamais, dans ces cas, nous n'avons observé de différences dans les rayonnements. Nous pouvons donc considérer l'uniformité du rayonnement qui traverse MN comme un fait d'expérience.

Fig. 1.



L'intensité de ce rayonnement peut, du reste, être représentée, si l'on veut, par un vecteur normal à MN et dirigé dans le sens des abscisses croissantes ⁽¹⁾.

Le plan MN reçoit de la lame CDMN, d'une façon analogue, mais en sens inverse, un rayonnement d'intensité globale I' , différente en général de I , soit parce que les lames fractionnaires ABMN et CDMN ont des épaisseurs différentes, soit même parce qu'elles transmettent par diffusion des rayonnements différents.

Ceci posé, considérons une lame infiniment mince comprise entre les plans d'abscisses x et $x + dx$ et examinons les effets qu'elle exerce sur les rayonnements tels que I et I' qui tendent à la traverser.

Pour cela, découpons dans cette lame un élément cylindrique de base unité.

⁽¹⁾ Couramment nous dirons rayonnement I pour rayonnement d'intensité globale I .

Sur la base d'abscisse x , le rayonnement incident est I . Après la traversée de la lame, il devient, à sa sortie sur l'autre base, $I + \frac{dI}{dx} dx$. Cela, par suite de l'absorption $I\alpha dx$ des réflexions par diffusion $I\delta dx$ et $(I' + \frac{dI'}{dx} dx)\delta dx$ et enfin de l'émission ηdx , dues à la lame diffusante d'épaisseur dx .

Les définitions des paramètres α , δ , η d'absorption, de réflexion et d'émission diffuses résultent d'une manière évidente des expressions précédentes. D'après la nature des rayonnements considérés, ces paramètres sont indépendants de l'abscisse x . Ils dépendent, au contraire, de la nature de la radiation émise, ainsi que de la substance incandescente, et sont évidemment, d'après leurs définitions, *proportionnels à la densité de cette dernière*. Enfin, α et η peuvent encore dépendre de la température (1).

A priori, dans l'évaluation de l'intensité $I + \frac{dI}{dx} dx$, il semble que nous devrions, en outre, tenir compte de la perte et du gain qui se font par la surface latérale de l'élément cylindrique considéré plus haut. Mais il est aisé de voir que ces effets, infiniment petits du premier ordre, se détruiraient rigoureusement sans les modifications infinitésimales que leur fait subir la lame. Avec ces modifications, la différence de ces effets est donc un infiniment petit du second ordre au plus, et partant tout à fait négligeable.

Pour la même raison $(I' + \frac{dI'}{dx} dx)\delta dx$ peut s'écrire $I'\delta dx$.

L'expression de l'intensité $I + \frac{dI}{dx} dx$ est donc, en remarquant que vis-à-vis de I les effets $I\alpha dx$ et $I\delta dx$ sont des pertes, tandis que $I'\delta dx$ et ηdx sont des gains,

$$(1) \quad I + \frac{dI}{dx} dx = I - I\alpha dx - I\delta dx + I'\delta dx + \eta dx.$$

(1) Nous verrons plus loin que α en dépend probablement très peu lorsque la nature chimique de la substance ainsi que sa densité ne changent pas.

On trouverait de même

$$I' = I + \frac{dI'}{dx} dx - I' \alpha dx - I' \delta dx + I \delta dx + \eta dx.$$

Simplifions et divisons par dx ; nous sommes conduits au système d'équations différentielles

$$\frac{dI}{dx} + (\alpha + \delta)I - \delta I' - \eta = 0,$$

$$\frac{dI'}{dx} - (\alpha + \delta)I' + \delta I + \eta = 0.$$

Intégrons ces équations en posant, pour simplifier,

$$(2) \quad \beta = \sqrt{\alpha(\alpha + 2\delta)}$$

et

$$(3) \quad A = (\alpha + \delta)(e^{\beta l} - e^{-\beta l}) + \beta(e^{\beta l} + e^{-\beta l}).$$

Nous trouvons, par exemple, que l'intensité globale I_l du rayonnement uniformément diffus qui émane de la face CD de la lame est

$$(4) \quad I_l = I_0 \frac{2\beta}{A} + I' \frac{\delta(e^{\beta l} - e^{-\beta l})}{A} + \frac{\eta}{\alpha} \left[1 - \frac{2\beta + \delta(e^{\beta l} - e^{-\beta l})}{A} \right].$$

I_0 et I' étant les intensités globales des rayonnements uniformément diffus qui tombent sur les faces AB et CD de la même lame, face dont les abscisses sont 0 et 1.

L'interprétation des trois termes dont se compose le second membre de la relation (4) va nous conduire aux expressions des pouvoirs émissifs, réflecteur et transmissif de la lame diffusante ABCD.

Lorsque celle-ci ne reçoit aucun rayonnement étranger, c'est-à-dire lorsque I_0 et I' sont nuls, I_l se réduit au rayonnement ε émis en propre par la face CD de la lame, et l'on a

$$(4') \quad \varepsilon = \frac{\eta}{\alpha} \left[1 - \frac{2\beta + \delta(e^{\beta l} - e^{-\beta l})}{A} \right].$$

D'ailleurs $\frac{\eta}{\alpha}$ est le rayonnement ε_0 du radiateur intégral plan (corps noir) mis à la place de la lame. En effet, l'équilibre thermique de celle-ci placée dans une enceinte fermée, à la même température qu'elle, exige qu'on ait

$$I_l = I_0 = I'_l = \varepsilon_0.$$

D'où l'on déduit, en appliquant la relation (4) qui convient évidemment à ce cas,

$$\frac{\eta_l}{\alpha} = \varepsilon_0.$$

POUVOIR ÉMISSIF. — Par conséquent, le pouvoir émissif E , qui est défini par le rapport $\frac{E}{\varepsilon_0}$, a pour expression, en tenant compte de (3),

$$(5) \quad E = 1 - \frac{2\beta + \delta(e^{\beta l} - e^{-\beta l})}{(\alpha + \delta)(e^{\beta l} - e^{-\beta l}) + \beta(e^{\beta l} + e^{-\beta l})}.$$

Les deux autres termes de (4) s'interprètent tout aussi aisément.

Le premier, $I_0 \frac{2\beta}{\Lambda}$, représente la fraction du rayonnement I_0 qui est transmis par la lame; l'autre $I'_l \frac{\delta(e^{\beta l} - e^{-\beta l})}{\Lambda}$, la fraction du rayonnement I'_l qui est réfléchi par la même lame uniformément dans toutes les directions possibles.

Les pouvoirs réflecteur diffus D et transmissif diffus T sont donc, en tenant compte de (3),

$$(6) \quad D = \frac{\delta(e^{\beta l} - e^{-\beta l})}{(\alpha + \delta)(e^{\beta l} - e^{-\beta l}) + \beta(e^{\beta l} + e^{-\beta l})}$$

et

$$(7) \quad T = \frac{2\beta}{(\alpha + \delta)(e^{\beta l} - e^{-\beta l}) + \beta(e^{\beta l} + e^{-\beta l})}.$$

Remarque. — Dans ces trois expressions β est défini par (2).

Notons aussi qu'on a identiquement

$$D + T + E = 1,$$

ce qui constitue une vérification du calcul précédent.

Des trois expressions que nous venons d'établir, c'est celle (5), relative au pouvoir émissif, qui aura évidemment dans la suite le plus d'importance.

Les deux autres expressions (6) et (7) nous seront cependant utiles, soit pour vérifier notre théorie au moyen de faits déjà connus, soit même pour être fixé sur les propriétés de certains paramètres.

DISCUSSION.

Discutons sommairement les relations (5), (6) et (7) :

1° *Variations du pouvoir émissif avec l'épaisseur l.* — Lorsque l'épaisseur l de la lame est nulle, (5) nous donne $E = 0$. D'ailleurs $\frac{\partial E}{\partial l}$ étant toujours positif ⁽¹⁾, lorsque l'épaisseur croît à partir de zéro, indéfiniment, le pouvoir émissif croît aussi à partir de zéro, continuellement, et tend vers la limite maximum, toujours inférieure à 1 :

$$(8) \quad E_m = \frac{\alpha + \beta}{\alpha + \beta + \delta}.$$

On sait que le pouvoir émissif d'une lame infiniment épaisse, transmettant la lumière régulièrement, est l'unité. *La diffusion a donc pour effet de diminuer la limite du pouvoir émissif.* C'est là une différence à noter.

D'ailleurs, les pouvoirs émissifs de lames diffusantes, dont

(1) Le signe de cette dérivée est celui de son numérateur, lequel nous donne, après simplifications,

$$2\beta^3(e^{\beta l} - e^{-\beta l}) + 2\beta^2(\alpha + \delta)(e^{\beta l} + e^{-\beta l}) - 4\delta\beta^2 > 0,$$

car

$$e^{\beta l} - e^{-\beta l} \geq 0 \quad \text{et} \quad e^{\beta l} + e^{-\beta l} \geq 2.$$

les épaisseurs sont de plus en plus grandes, tendent rapidement ou lentement vers leurs limites, suivant que l'exponentielle $e^{\beta l}$ croît elle-même rapidement ou lentement avec l , c'est-à-dire suivant que β est grand ou petit,

Nous verrons plus tard que le paramètre de réflexion diffuse δ varie peu avec la longueur d'onde pour une substance obtenue d'une manière bien définie. Nous savons aussi que

$$(2) \quad \beta = \sqrt{\alpha(\alpha + 2\delta)}.$$

Il en résulte que les conditions précédentes relatives à β se trouvent simultanément réalisées par une substance qui, très absorbante pour une certaine radiation (valeur de α élevée), l'est beaucoup moins pour une autre.

On conçoit donc qu'une lame incandescente de cette substance et d'épaisseur convenable émette fortement la première de ces radiations et presque pas la seconde : les pouvoirs émissifs qui se rapportent à ces radiations étant, pour l'épaisseur en question, l'un très voisin, l'autre très différent de leurs limites respectives. Celles-ci peuvent, du reste, être assez voisines. Par exemple, dans le cas de l'oxyde de cérium, le maximum du pouvoir émissif bleu ($\lambda = 0^{\mu},45$) diffère très peu de l'unité. Celui des radiations rouges ($\lambda = 0^{\mu},7$) est $E_m = 0,93$. Nous avons cependant obtenu des lames d'oxyde de cérium, dans lesquelles le pouvoir émissif rouge n'était que 0,34, tandis que celui du bleu était toujours égal à l'unité sensiblement. C'est que, comme nous allons le voir, les paramètres d'absorption relatifs à ces deux radiations sont très différents, car les valeurs de E_m correspondantes, quoique assez voisines, confinent à l'unité. En effet, nous tirons de la relation (8), après y avoir remplacé β par sa valeur (2),

$$(9) \quad \alpha = \frac{E_m^2}{2(1 - E_m)} \delta.$$

Or, δ est à peu près constant, $E_m(\text{rouge}) = 0,93$, $E_m(\text{bleu})$

est très probablement supérieur à 0,995. On en déduit

$$\frac{\alpha \text{ (bleu)}}{\alpha \text{ (rouge)}} > 16,2.$$

Si nous avons pu obtenir une lame six fois plus mince que la précédente, le pouvoir émissif rouge n'aurait plus été que 0,062, tandis que celui du bleu aurait encore valu 0,80 au moins.

Dans la suite, nous utiliserons cette constance remarquable du pouvoir émissif bleu de l'oxyde de cérium pour mettre deux lames de cet oxyde à la même température. Il suffira pour cela d'égaliser les éclats bleus de celles-ci.

Les considérations qui précèdent trouvent aussi une autre application lorsqu'on veut augmenter le rendement lumineux de certains corps incandescents qui, froids, sont noirs ou fortement colorés, tels que l'oxyde de fer, l'oxyde de cérium (céroso-cérique), etc.

La possibilité d'avoir pu prévoir un tel accroissement sera, pensons-nous, l'une des preuves des plus remarquables de la théorie que nous exposons.

Pour l'appliquer aux corps précédents, nous devons d'abord chercher quelle est la distribution du paramètre α dans les spectres d'émission de ceux-ci. Or, on sait que leurs pouvoirs émissifs sont plus petits dans l'infra-rouge que dans la région lumineuse où ils confinent à l'unité. Ces résultats se rapportent d'ailleurs à des radiateurs relativement très épais et représentent, très probablement, les maxima respectifs des pouvoirs émissifs. Quoi qu'il en soit, nous en déduisons que α est bien plus petit dans l'infra-rouge que dans la lumière.

Par conséquent, en diminuant convenablement l'épaisseur d'un des corps en question mis sous forme de lame, on doit réduire beaucoup ses pouvoirs émissifs infra-rouges, sans changer notablement ceux de la région lumineuse.

Supposons que la température de ce radiateur dans la flamme soit la même que dans le cas d'une forte épaisseur.

L'énergie fournie étant la même, l'équilibre thermique serait impossible, puisque le rayonnement total serait moindre.

Cette température est donc plus grande que si le radiateur était épais. Il en est de même du rayonnement lumineux.

L'expérience destinée à vérifier cette dernière conséquence est des plus frappantes.

L'influence qu'a l'épaisseur d'un radiateur plan sur son rayonnement nous amène encore à penser que des lames incandescentes excessivement minces, si elles étaient réalisables, devraient fournir, comme le font les vapeurs métalliques, des spectres discontinus formés de lignes. Celles-ci correspondraient aux radiations pour lesquelles les paramètres d'absorption seraient les plus élevés. La différence entre les deux catégories classiques de spectres ne serait donc qu'un effet dû à une grande variation de la densité superficielle des sources.

2° *Variations du pouvoir émissif avec le paramètre d'absorption α .* — Pour $\alpha = 0$, $E = 0$. En effet, lorsque α n'est que très petit, il en est de même de βl , et les exponentielles qui figurent dans (5), développées en séries et limitées à leurs seconds termes, conduisent à l'expression

$$(5') \quad E = 1 - \frac{1 + l\delta}{1 + l(\delta + \alpha)},$$

qui donne bien

$$E = 0 \quad \text{pour} \quad \alpha = 0.$$

D'ailleurs, $\frac{\partial E}{\partial \alpha}$ est toujours positif ⁽¹⁾. Par conséquent, lorsque α augmente indéfiniment, à partir de 0, E croît continuellement de 0 à 1. La relation (5) montre, du reste, que la croissance de E avec α est assez lente lorsque βl est petit.

(1) Le signe de cette dérivée est celui de son numérateur. Après simpli-

Celle-ci s'accélère beaucoup lorsque βl dépasse l'unité, et l'expression (5) tend rapidement vers la forme

$$(8) \quad E = \frac{\alpha + \beta}{\alpha + \beta + \delta}.$$

Ensuite, E varie plus lentement avec α et tend vers 1.

Paramètre d'absorption d'un mélange. — Nous devons indiquer comment on peut faire varier α à volonté pour justifier cette discussion et pour l'illustrer par un exemple remarquable.

Soient α' et α'' les paramètres d'absorption de deux corps pour une radiation donnée, α le paramètre analogue d'un de leurs mélanges contenant m du premier corps pour $n = 1 - m$ du second. On a, d'après la définition donnée au début,

$$\alpha = m\alpha' + n\alpha'' = m(\alpha' - \alpha'') + \alpha''.$$

En choisissant m on peut attribuer à α une valeur quelconque comprise entre α' et α'' .

Par exemple, dans le cas du mélange Auër, formé de 0,008 d'oxyde de cérium et de 0,992 d'oxyde de thorium, on a sensiblement, pour les radiations dont les longueurs d'ondes sont inférieures à 8μ ,

$$\alpha = 0,008\alpha' \quad (\text{cérium}),$$

fications l'ensemble des termes de ce numérateur qui ne contiennent pas l en facteur est

$$\begin{aligned} & \frac{e^{\beta l} - e^{-\beta l}}{\beta} [\delta(\alpha + \delta)(e^{\beta l} + e^{-\beta l}) + \beta\delta(e^{\beta l} - e^{-\beta l}) + 2\beta^2 - 2(\alpha + \delta)^2] \\ & > \frac{e^{\beta l} - e^{-\beta l}}{\beta} [2\delta(\alpha + \delta) + 0 + 2\beta^2 - 2(\alpha + \delta)^2] = 2\alpha\delta > 0. \end{aligned}$$

On verrait de même qu'on a pour l'ensemble des autres termes de ce numérateur

$$l[2\beta(\alpha + \delta)(e^{\beta l} - e^{-\beta l}) + 2(\alpha + \delta)^2(e^{\beta l} + e^{-\beta l}) + 4\delta(\alpha + \delta)] > 0,$$

par conséquent

$$\frac{\partial E}{\partial \alpha} > 0.$$

car dans cet intervalle le paramètre α'' relatif à l'oxyde de thorium est négligeable (1).

En changeant la proportion de ces oxydes, on peut ainsi, pour chaque radiation, faire varier α de α'' , c'est-à-dire sensiblement zéro, à la valeur α' qu'il a dans l'oxyde de cérium pur.

D'après la discussion précédente, lorsqu'on passe d'une lame d'oxyde de cérium à une lame Auër de même épaisseur (2), α diminuant de α' à 0,008 α' , les pouvoirs émissifs Auër doivent être plus petits que ceux, correspondants, de l'oxyde de cérium.

C'est bien ce qui a lieu, mais de manières très différentes suivant les radiations. Voici pourquoi, avec une lame d'oxyde de cérium, α , très grand dans le bleu, diminue rapidement et devient assez faible dans l'infra-rouge.

Dans le rouge, sa valeur est encore suffisante pour que $e^{\beta'}$ soit très grand. De sorte que, dans toute la région lumineuse, les pouvoirs émissifs de l'oxyde de cérium atteignent leurs limites, E_m , voisines de l'unité, tandis que dans l'infra-rouge ils diffèrent peu de 0,25.

Avec la lame Auër, 0,008 α' est encore assez fort dans le bleu pour que $e^{\beta'}$ soit bien supérieur à 1. Les pouvoirs émissifs bleus sont élevés (0,86) malgré la dilution.

Dans le rouge, au contraire, les pouvoirs émissifs sont faibles parce que 0,008 α' ainsi que $e^{\beta'}$ sont très petits. On trouve, en effet, $E = 0,062$ pour la radiation de longueur d'onde $\lambda = 0^{\mu}, 7$.

Avec l'infra-rouge, l'atténuation du pouvoir émissif est encore plus marquée.

En définitive, on voit que la dilution de l'oxyde de cérium dans l'oxyde de thorium permet d'augmenter le rendement

(1) On teint ainsi en quelque sorte l'oxyde incolore de thorium en oxyde coloré de cérium. Dans cet ordre d'idées, α définit, si l'on veut, le *pouvoir colorant* d'un corps pour chaque radiation.

(2) 100 μ environ pour les lames obtenues, comme nous le verrons, avec des solutions à 25 pour 100 d'azotates.

lumineux du premier de ces oxydes et se présente, à ce point de vue, comme l'équivalent d'une diminution de l'épaisseur de sa masse radiante, équivalent bien plus pratique cependant.

3° *Variations du pouvoir émissif avec la diffusion.* — Quant à l'influence de δ sur le pouvoir émissif, nous nous contenterons de remarquer que $\frac{\partial E}{\partial \delta}$ étant négatif (1), toutes choses égales d'ailleurs, la diffusion a pour effet de diminuer ce coefficient d'émission.

Nous ne pousserons pas plus loin cette discussion, parce que nous ne savons guère faire varier δ , d'une manière connue, qu'en changeant la densité de la masse émissive. Mais alors α varie aussi, et c'est un cas que nous allons examiner à part.

4° *Variations du pouvoir émissif avec la densité superficielle de la masse radiante d'une lame.* — Lorsque la densité, d , de la masse radiante varie d'une lame à une autre, les paramètres α et δ lui sont proportionnels, ainsi que β .

De sorte que l'expression du pouvoir émissif, (5), ne dépend plus de cette densité que par l'exposant βl , lui-même proportionnel au produit ld .

(1) Le numérateur de cette dérivée, qui en donne le signe, peut s'écrire, après simplifications et élimination de δ au moyen de l'expression (2) du début,

$$l \left(1 - \frac{e^{\beta l} - e^{-\beta l}}{2 \beta l} \right) [\alpha^2 (e^{\beta l} + e^{-\beta l} + 2) + 2 \beta \alpha (e^{\beta l} - e^{-\beta l}) + \beta^2 (e^{\beta l} + e^{-\beta l} - 2)].$$

Or, en développant en séries les exponentielles, on trouve

$$1 - \frac{e^{\beta l} - e^{-\beta l}}{2 \beta l} = -\frac{\beta^2 l^2}{1.2.3} - \frac{\beta^4 l^4}{1.2.3.4.5} - \dots < 0.$$

D'ailleurs, $e^{\beta l} - e^{-\beta l} > 0$ et $e^{\beta l} + e^{-\beta l} - 2 = \left(e^{\frac{\beta l}{2}} - e^{-\frac{\beta l}{2}} \right)^2 > 0$.
D'où

$$\frac{\partial E}{\partial \delta} < 0.$$

Ce produit est la masse radiante Δ de l'unité de surface de la lame : c'est la *densité superficielle* de la masse émissive qui forme cette lame.

Δ étant plus abordable que d , nous sommes ainsi conduits à étudier les variations du pouvoir émissif en fonction de Δ . Mais il est aisé de voir que cette question a été déjà traitée.

En effet, au point de vue analytique, lorsque Δ varie, nous pouvons supposer d constant et l seulement variable. Nous retombons ainsi sur le premier cas discuté plus haut, et tout ce qui a été dit à propos de l'épaisseur peut se répéter au sujet de Δ ⁽¹⁾.

Par exemple, lorsque Δ varie de 0 à ∞ , E croît continuellement à partir de 0 et tend vers la limite maximum

$$(8) \quad E_m = \frac{\alpha + \beta}{\alpha + \beta + \delta},$$

α , β , δ se rapportant à une même densité, d'ailleurs quelconque.

De même, en choisissant convenablement la densité superficielle de la masse radiante d'une lame d'oxyde de cérium, on doit pouvoir améliorer le rendement lumineux de cet oxyde.

L'expérience destinée à vérifier cette conséquence est très frappante :

Deux lames d'oxyde de cérium, de densités superficielles 5 mg : cm² et 0,5 mg : cm² par exemple, sont chauffées dans la même région de la flamme d'un bec Bunsen ; *la lumière émise par la lame la moins dense est plus blanche et plus vive que celle de l'autre* ⁽²⁾.

Variations du pouvoir réflecteur diffus D. — 1° Lorsque l'épaisseur, l , varie de 0 à ∞ , la relation (6) nous montre

(1) Dans la suite, nos recherches expérimentales ont été bien simplifiées grâce à cette remarque, car nous n'avions plus à nous soucier de la constance de d .

(2) Voir *Comptes rendus*, t. CXLIV, p. 685, une expérience analogue relatée au début de nos recherches.

que le pouvoir réflecteur D varie de 0 à

$$D_m = \frac{\hat{\delta}}{\alpha + \beta + \hat{\delta}},$$

en croissant toujours, car $\frac{\partial D}{\partial l}$ est positif ⁽¹⁾.

Dans le cas de l'oxyde de cérium tel qu'on l'obtient pour les manchons ou les lames, avec des solutions à 25 pour 100 d'azotate, α est toujours assez grand pour toutes les radiations. Il en est de même de $e^{\beta l}$. On a donc pratiquement dans ce cas,

$$D = D_m.$$

Cette réflexion étant d'ailleurs toujours très faible, on en conclut que $\frac{\hat{\delta}}{\alpha}$ est toujours très petit.

Au contraire, avec les poudres de corps qui avant la pulvérisation étaient transparents, α est très petit. Par suite, $\frac{\hat{\delta}}{\alpha}$ est très grand. Sous une épaisseur suffisante, on a alors sensiblement

$$D = D_m = 1.$$

Par réflexion diffuse au soleil, ces poudres doivent être *blanches et éblouissantes*. C'est bien ce qui a lieu. C'est aussi le cas pour la neige et pour les nuages.

Remarque. — Nous venons de constater que les causes qui modifient α laissent le paramètre $\hat{\delta}$ à peu près constant ou le font varier en sens inverse. Le fait que les corps peu absorbants tels que nos lames d'oxyde de thorium, les nuages, etc., vus par réflexion au soleil, paraissent *blancs* même lorsqu'ils sont *translucides* montre que D et par suite $\hat{\delta}$ varient très peu avec les radiations lumineuses. En effet, α étant petit, on a

$$D = \frac{l \hat{\delta}}{1 + l \hat{\delta}} = \text{const.}$$

(1) Le signe de cette dérivée est celui de son numérateur; celui-ci simplifié est $4 \delta \beta > 0$. Donc $\frac{\partial D}{\partial l} > 0$.

pour ces radiations. Par conséquent, δ est aussi constant ⁽¹⁾.

Nous généraliserons plus tard ce résultat en faisant voir que la nature de la substance radiante influe peu sur δ , pourvu que la constitution physique soit la même.

2° Lorsque α varie de 0 à ∞ , D décroît continuellement de $\frac{l\delta}{1+l\delta}$ à 0, car $\frac{\partial D}{\partial \alpha} < 0$ ⁽²⁾.

En voici tout à la fois une application et une preuve. Une expérience de M. Rubens ⁽³⁾ montre que la réflexion diffuse du bleu par le mélange Auër est bien plus faible à chaud qu'à froid. On en conclut que α (Auër) augmente avec la température. *A fortiori*, il doit en être de même avec l'oxyde de cérium, puisque α (Auër) = 0,008 α' (cérium). Effectivement, lorsqu'on chauffe de l'oxyde de cérium, celui-ci, qui est de couleur jaune pâle à froid, devient vert sale puis noircit avant d'être incandescent (Rubens-Féry).

Variations du pouvoir transmissif diffus T. — 1° D'après la relation (7), le pouvoir transmissif décroît continuellement de 1 à 0, lorsque l'épaisseur de la lame augmente indéfiniment à partir de 0, car $\frac{\partial T}{\partial l}$ est négatif.

Effectivement les lames très minces d'oxyde de cérium ou de mélange Auër sont très translucides. Cette propriété disparaît très vite avec l'oxyde de cérium sous une épaisseur un peu forte.

(1) On ne doit pas craindre un raisonnement spécieux tenant à ce que les corps seraient blancs parce qu'on aurait $l\delta$ très grand et $D = 1$. En effet, avec $\alpha = 0$, $T = \frac{1}{1+l\delta}$, expression qui n'est pas nulle, les corps étant translucides.

(2) Le signe de cette dérivée est celui de son numérateur. Après simplification, celui-ci se réduit à

$$4l\delta(\alpha + \delta) \left[1 - \frac{e^{2\beta l} - e^{-2\beta l}}{4\beta l} \right] - \delta(e^{\beta l} - e^{-\beta l})^2 < 0,$$

car nous avons vu dans une Note précédente que $1 - \frac{e^{2\beta l} - e^{-2\beta l}}{4\beta l} < 0$.

(3) Rayonnement des manchons (*Journal de Physique*, t. V, 1906, p. 315).

2° Lorsque α varie de 0 à ∞ , T décroît toujours de $\frac{1}{1+l\delta}$ à 0, $\frac{\partial T}{\partial \alpha}$ étant négatif (1).

Même avec des corps très peu absorbants, le maximum $T_m = \frac{1}{1+l\delta}$ est très faible si l'épaisseur est assez grande : c'est le cas des nuages épais qui, vus par transmission, sont toujours noirs.

DEUXIÈME PARTIE (EXPÉRIMENTALE).

Nous nous proposons d'indiquer ici les vérifications que nous avons pu obtenir de la théorie qui précède. Celles-ci se rapportent exclusivement aux pouvoirs émissifs.

Leur réalisation comportait, d'une part, la possibilité de préparer des lames variées d'oxydes et la mesure de leurs pouvoirs émissifs à une même température et pour certaines radiations, d'autre part, le calcul correspondant de ces mêmes pouvoirs émissifs au moyen de la *relation fondamentale* (5).

(1) Après simplification, le numérateur de $\frac{\partial T}{\partial \alpha}$ se réduit à

$$2 \frac{\alpha + \delta}{\beta} (e^{\beta l} - e^{-\beta l}) - 2 \beta (e^{\beta l} - e^{-\beta l}) \\ - 2 (\alpha + \delta)^2 l (e^{\beta l} + e^{-\beta l}) - 2 (\alpha + \delta) \beta l (e^{\beta l} - e^{-\beta l}),$$

ou encore à

$$2 l \delta^2 \frac{e^{\beta l} - e^{-\beta l}}{\beta l} - 2 (\alpha + \delta)^2 l (e^{\beta l} + e^{-\beta l}) - 2 \beta l (\alpha + \delta) (e^{\beta l} - e^{-\beta l}) < 0,$$

car, en développant les exponentielles en séries, on trouve que

$$\frac{e^{\beta l} - e^{-\beta l}}{\beta l} < e^{\beta l} + e^{-\beta l}.$$

Nous verrons que ce calcul est aisé. La grosse affaire était évidemment la préparation des lames et la mesure de leurs pouvoirs émissifs. C'est ce que nous allons examiner dans des chapitres successifs.

CHAPITRE I.

I. — PRÉPARATION DES LAMES RADIATRICES.

Nous avons été longtemps avant de savoir préparer des lames d'oxydes répondant au moins grossièrement à la définition posée, c'est-à-dire à des feuilles d'oxydes rappelant un papier brut non glacé, quelque chose comme une reproduction en miniature d'un carton grossier. Voici quelle a été en dernier lieu la marche suivie, marche qui rappelle assez la manière d'obtenir les manchons :

Dans une solution d'azotate céreux ou d'un mélange de ce corps et d'azotate de thorium, de concentration connue, on trempe un petit rectangle (ayant 20^{mm} sur 25^{mm}) de papier à filtrer qui, non imprégné, ne laisse pas de cendres ⁽¹⁾ et tel qu'on en emploie en analyse chimique quantitative. Ce papier, imprégné de la solution, est exprimé plus ou moins entre les feuilles d'un buvard, ou même simplement égoutté suivant la densité superficielle de la lame à obtenir. Il est évident qu'on n'arrive pas de suite à la densité voulue et qu'une série d'essais infructueux et de tâtonnements sont inévitables.

On sèche ensuite le papier incomplètement en le déplaçant au-dessus de la flamme d'un Bunsen dont l'ardeur est modérée au moyen d'une toile métallique. En promenant la toile normalement au-dessus de la flamme, on évite que celle-ci ne la traverse et ne vienne brûler le papier.

Celui-ci, encore humide, est placé entre les deux feuillets d'une toile de platine repliée sur elle-même. L'espace com-

(1) Papier filtre Schleicher et Schüll : un filtre de 12^{mm},5 de diamètre laisse 08,0003 de cendres.

pris entre les deux feuillets doit être juste assez large pour pouvoir y glisser le papier humide. Cette toile, rectangulaire, contenant le papier qu'elle protège et qu'elle soutient, est saisie au moyen de pinces par les bords libres de ses feuillets, du côté opposé au pli, et chauffée progressivement sur le dispositif précédent. On évite la compression du papier par les feuillets en glissant, entre leurs bords saisis par les pinces, un fil de nickel : ce qui en fixe l'écartement et empêche la soudure autogène du platine.

En maintenant les deux toiles de fer et de platine à peu près normales à la flamme et en les déplaçant continuellement dans leurs plans, on modère le chauffage comme on le veut tout en ayant, pour la préparation, une température uniforme et continuellement croissante. De temps en temps, on retourne la double toile de platine pour chauffer ses deux faces de la même manière. On arrive ainsi à dessécher la préparation, à la roussir, d'abord légèrement, puis de plus en plus et enfin à la carboniser complètement.

A ce moment, on maintient la toile de fer immobile en écrasant la flamme, de manière que celle-ci puisse la traverser franchement et y laisser une large trace uniformément rouge. La flamme qui surmonte la toile est alors élargie. On y plonge vivement la toile de platine et la feuille carbonisée, qui étaient tenues à l'écart pendant le changement de manœuvre. On les maintient ainsi horizontalement dans le feu, en les agitant légèrement et en les retournant face pour face, afin d'uniformiser autant que possible la combustion du charbon, qui est d'ailleurs assez lente, grâce à ce procédé.

C'est là une condition essentielle pour obtenir une lame régulière et sans déchirure, car, pendant la combustion du charbon, la préparation éprouve un retrait énorme, qui augmente d'ailleurs évidemment avec sa pauvreté en azotates. On conçoit donc qu'une combustion lente et surtout uniforme soit favorable.

Avec une préparation riche en azotates, il vaut mieux faire la combustion en une seule phase à partir du papier humide

et sans passer nettement par le charbon, qui produirait un mélange explosif, une poudre et détruirait infailliblement la lame. Pour éviter cet accident, il suffit d'enflammer le papier, toujours protégé par la toile de platine. On modère ensuite la combustion, si cela est nécessaire, en écrasant suffisamment la flamme Bunsen avec la toile de fer et en plaçant la préparation au centre de l'auréole ainsi obtenue : grâce aux gaz réducteurs produits par la combustion du papier et à ceux de la flamme Bunsen elle-même, les nitrates sont réduits avant de pouvoir former une poudre.

Voici quelques exemples de ces contractions ; les dimensions du papier étaient toujours $20^{\text{mm}} \times 25^{\text{mm}}$, la dernière colonne se rapporte à ce qui suivra.

Nature de la lame et densité superficielle en mg : cm ² .		Dimensions en millimètres	
		de l'oxyde après la combustion du carbone.	de l'oxyde après 10 minutes de chauffe au chalumeau.
Oxyde cérique	0,39	11 $\times$ 13,3	8,2 $\times$ 10,4
»	0,35	10,7 $\times$ 13,8	8,1 $\times$ 10,8
»	3,8	13,2 $\times$ 17,0	11,5 $\times$ 13,2
Mélange Auër à 0,115			
d'oxyde cérique..	5,3	13,6 $\times$ 16,7	11,7 $\times$ 14,3

Lorsqu'on arrive à ce point de la préparation, c'est-à-dire après la combustion complète du carbone, la lame obtenue est blanche dans le cas du mélange Auër, rose (oxydes Ce^2O^3 et Ce O^2) ⁽¹⁾ dans le cas de l'azotate de cérium. Cette lame est d'ailleurs très fragile et serait tout à fait inutilisable, car la température atteinte a été trop basse, pour que la contraction des oxydes soit la même que par le chauffage direct dans un brûleur Bunsen ⁽²⁾.

On arrive à cette contraction et on la dépasse même, en

⁽¹⁾ Mélange ou plutôt oxyde intermédiaire.

⁽²⁾ La lame d'oxydes fixée par des pincés-supports serait détruite par ce chauffage ultérieur.

chauffant au chalumeau à gaz, pendant 10 minutes au moins, la toile de platine ⁽¹⁾ et la lame qu'elle protège. On tient la toile normalement à la flamme, au point où la température est maximum, en changeant de temps en temps la face qui reçoit l'action directe du feu. On évite ainsi l'adhérence de la lame d'oxyde et de la toile de platine. Sous l'action du dard, la lame est en effet projetée contre le feuillet supérieur de la toile. En retournant celle-ci, on oblige la lame à s'appliquer contre l'autre feuillet, devenu à son tour supérieur, et cela, en utilisant l'action mécanique du feu, assez grande, mais répartie sur tous les points de la feuille d'oxyde qui, bien que très fragile, cède sans s'abîmer.

Nous avons d'abord craint l'action du vent du chalumeau sur la lame d'oxyde. Pour l'éviter, nous chauffions celle-ci, immédiatement après la combustion du papier, dans un petit moufle fait avec une feuille de platine au lieu d'une toile. Nous avons dû y renoncer parce que la lame d'oxyde s'incruste, se dissout pour ainsi dire dans le platine, laissant à la surface du métal une trace bleu d'acier.

Voici très probablement l'explication de ce phénomène : l'hydrogène contenu dans la flamme doit seul traverser le platine au rouge, à l'exclusion de l'oxygène, et vient réduire l'oxyde. Le métal qui provient de cette réduction s'allie au platine, d'où la tache bleu d'acier. Avec une toile de platine la même réduction n'est plus possible, puisque les gaz de la flamme oxydante peuvent arriver sur l'oxyde.

II. — DENSITÉ DES LAMES.

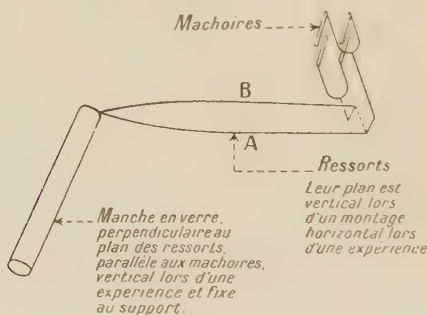
La lame étant à peu près rectangulaire, on détermine plusieurs valeurs de ses deux dimensions et des deux moyennes on déduit la surface. On pèse ensuite cette lame. D'où sa densité superficielle.

(1) Cette toile est en fils très minces pour diminuer les pertes par rayonnement et par conductibilité.

III. — MONTAGE DES LAMPES DANS LEURS PINCES-SUPPORTS.

Pendant une expérience la lame rectangulaire d'oxyde doit être maintenue verticalement dans la flamme, qui l'aborde par son côté libre inférieur et qui la longe tangentiellement sur ses deux faces. Dans ce but, la lame est saisie et soutenue par ses deux bords verticaux au moyen de pinces en nickel à ressort (voir *fig. 2*) et à double paire de mâchoires. Celles-ci

Fig. 2.



se pressent de ce fait naturellement les unes contre les autres.

Sa densité étant connue, la mise en place d'une lame dans ces pinces se fait de la manière suivante :

Les pinces sont posées sur une table de telle façon que leurs mâchoires soient horizontales. En agissant en B sur le ressort dont le plan d'action est alors vertical et dont l'une des branches, A, porte sur la table, on ouvre les pinces et l'on dépose la lame sur les deux mâchoires inférieures correspondant à B : cela, au moyen d'une petite spatule qui doit être assez étroite pour passer entre les deux mâchoires en question. En cessant d'agir sur le ressort B, les pinces se ferment et saisissent la lame délicatement, les ressorts étant faibles.

La lame est prête pour une expérience lorsque les pinces sont fixées sur leur support, de telle façon que les mâchoires et la lame soient verticales.

Le montage que nous venons d'indiquer est celui qui se

rapporte à une lame relativement très dense (plus de $2 \text{ mg} : \text{cm}^2$) et par conséquent capable de résister à l'action mécanique destructive de la flamme qui la chauffe.

Une lame moins dense, $1 \text{ mg} : \text{cm}^2$ et au-dessous, ne résisterait pas à cette action. Pour pouvoir la chauffer, il faut en protéger le bord inférieur qui reçoit l'action directe du feu. A cet effet, la région en question de la lame est bordée au moyen de deux bandelettes, découpées dans une lame plus dense et appliquées de part et d'autre du bord à protéger.

La mise en place de cet assemblage dans des pinces-suppôts, plus délicate que la précédente, se conçoit cependant aisément.

Dans ce nouveau montage, les pinces ne saisissent que la partie inférieure de la lame. La partie supérieure est seulement soutenue par les mâchoires. C'est là plutôt un avantage dans le cas d'une seule lame protégée, qui, lors d'un chauffage ultérieur, se trouve ainsi libre de se contracter, si sa température de cuisson au chalumeau a été trop basse.

Au contraire, c'est un inconvénient dans le cas de plusieurs lames légères appliquées les unes contre les autres et dont l'ensemble est protégé comme l'est une lame unique : on a besoin d'une préparation de ce genre, lorsqu'on étudie l'influence de l'épaisseur sur le rayonnement. Dans ce cas, lorsque les lames ne sont pas pressées aux parties supérieures de leurs côtés verticaux, elles se séparent souvent un peu pendant le chauffage. De sorte que seule, ou à peu près, la lame antérieure, celle qu'on peut voir, est portée à la température désirée, tandis que les lames postérieures, bien plus froides, sont obscures. L'expérience est fautive.

On remédie difficilement à cela en bordant les côtés de la préparation, qui seront saisis par les pinces, de bandelettes d'oxyde, suffisamment épaisses pour que les mâchoires pressent sur toute la longueur de ces côtés.

La mise en place de cet ensemble, très délicate, se conçoit aussi d'après ce qui a été dit.

Malgré ces précautions, il arrive souvent, lors du chauffage,

que le système des lames multiples se gonfle, plus ou moins, par suite de la légère dilatation ultérieure des lames.

La préparation est alors la plupart du temps inutilisable. Nous n'en avons obtenu qu'une dans laquelle toutes les lames sont restées en contact et qui par conséquent était irréprochable; sa densité était $1,01 \text{ mg} : \text{cm}^2$.

IV. — CHAUFFAGE DES LAMES.

Les lames, portées verticalement par leurs pinces, sont chauffées dans la flamme d'un brûleur Bunsen et placées de telle façon, que la normale au centre de la lame passe par l'axe du brûleur. Le chauffage s'effectue donc à peu près comme pour les manchons, c'est-à-dire en gênant le moins possible le courant utile des gaz incandescents. C'est du moins ce qui a lieu dans le cas du premier montage.

Avec les deuxième et troisième montages, les frottements et la déviation éprouvés par le flux incandescent sont évidemment plus grands : le chauffage est moins bon. Mais cet inconvénient est en général largement compensé, parce que les lames légères se chauffent plus aisément, leur rayonnement total étant plus faible.

La difficulté n'aurait été réelle qu'avec une préparation de plusieurs lames minces associées, correspondant à une densité superficielle de 2 à 3 $\text{mg} : \text{cm}^2$. Nous aurions cependant pu obtenir la température voulue, celle maximum d'une lame dense cérique unique, avec un brûleur intensif. Mais nous y avons renoncé, le boursoufflement du système des lames minces accolées faussant par ailleurs les mesures.

CHAPITRE II.

MESURE DES POUVOIRS ÉMISSIFS.

Toutes ces mesures, sauf dans la troisième partie, se rapporteront à la radiation rouge, dont la longueur d'onde $\lambda = 0^{\mu},7$.

I. PRINCIPE DES MESURES. — La mesure d'un pouvoir

émissif, absolu, ou relatif, suppose, par définition, que la température des deux sources comparées est la même.

Cette condition doit être satisfaite assez exactement, parce que l'émission d'un corps varie très rapidement avec sa température d'incandescence; de sorte que toute différence thermique appréciable des sources entraîne une erreur grossière sur le rapport des intensités de leurs rayonnements tels qu'on les a définis. A ce point de vue, les déterminations de M. Rubens, relatives aux manchons à incandescence, sont un modèle du genre.

Cependant, la nature même de nos recherches et aussi, comme on le verra, une question de sensibilité nous ont obligé à procéder d'une autre manière, simple, et que nous croyons néanmoins correcte.

Voici quelles sont les considérations qui nous ont guidé.

Les résultats de M. Rubens relatifs aux manchons, interprétés comme nous le verrons plus loin, dans la troisième partie (¹), nous avaient appris que les pouvoirs émissifs bleus et violets de *nos lames* doivent atteindre leurs valeurs limites théoriques définies par l'expression (8), *ces valeurs différant excessivement peu de l'unité*.

Il en résulte que *les régions choisies et très petites de nos lames seront à la même température, lorsque leurs éclats intrinsèques bleus seront égaux*.

Au contraire, dans le cas des radiations rouges ($\lambda = 0^{\mu},7$) émises par l'oxyde de cérium, la limite E_m du pouvoir émissif n'est pratiquement atteinte qu'avec des lames ayant au moins 3 mg : cm^2 . Pour ce rouge et dans ce cas limite, nous admettrons le nombre de M. Rubens, soit $E_m = 0,93$

(¹) Voir *Calcul des pouvoirs émissifs d'un manchon Auër qui serait privé de son oxyde de thorium* (dans notre troisième partie, ou *Comptes rendus*, t. CXLV, 1907, p. 461, ou encore *Journal de Physique*, 4^e série, t. VII, 1908, p. 135).

Pour faire ce calcul avant toute expérience, comme c'est ici le cas, nous avons admis l'assimilation d'un manchon et d'une lame de même nature et d'épaisseur convenable. L'expérience a confirmé depuis cette hypothèse.

vers 1350° absolu, qui est la température maximum atteinte par un manchon au cérium dans un brûleur de Bunsen. Les manchons à oxyde de cérium de M. Rubens ont, en effet, plus de 30 mg : cm², lorsqu'on néglige les espaces vides.

En admettant ce nombre, nous faisons là une hypothèse qui se trouvera prouvée indirectement plus tard, lorsque la relation (5) sera vérifiée.

Ceci posé, soit $\frac{E}{E_m}$ le rapport du pouvoir émissif rouge d'une lame quelconque à celui d'une lame d'oxyde de cérium ayant 5 mg : cm², lame qui sera notre source de comparaison dans tout ce qui suit. Ce rapport est égal à celui des éclats intrinsèques rouges des régions choisies sur chacune des deux lames en question, si les températures de ces régions sont égales, c'est-à-dire si leurs éclats intrinsèques bleus ont été eux-mêmes amenés à l'égalité.

Supposons maintenant que l'éclat de la lame servant de comparaison soit maximum dans son brûleur (1350°); le pouvoir émissif de la lame quelconque est

$$\frac{E}{E_m} \times 0,93.$$

Tel est le principe de la mesure des pouvoirs émissifs que nous emploierons dans la suite, lorsque nous chercherons à vérifier la relation fondamentale (5) [1].

II. MÉTHODE DE MESURE: SON CHOIX. — Pour la mise en œuvre de ce principe de mesure, nous remarquerons que l'intensité des radiations bleues, émises par les lames très denses d'oxyde cérique, telles que la lame de 5 mg : cm², à la température de 1350° absolu, est excessivement faible. Avec des intensités de cet ordre, les méthodes bolométriques ou thermo-électriques manquent de sensibilité et sont par conséquent difficiles à appliquer.

(1) La mesure serait plus correcte si l'on employait un radiateur intégral (corps noir) au lieu de la lame type de 5 $\frac{\text{mgrs}}{\text{cm}^2}$. Malheureusement, nous n'étions pas outillés pour le faire.

La meilleure preuve que nous puissions donner de ce défaut de sensibilité est que M. Rubens n'a pas déterminé les pouvoirs émissifs de son manchon au cérium pour des radiations dont les longueurs d'ondes sont inférieures à $0^{\mu},7$ (rouge).

Précédemment, ce savant donne cependant les pouvoirs émissifs Auër jusqu'à la radiation bleue $\lambda = 0^{\mu},45$. Cela, parce que la température d'incandescence d'un manchon Auër est 1800° absolus et que, dans ces conditions, le bleu a une intensité comparable à celle du rouge émis par l'oxyde cérique à 1350° absolus ⁽¹⁾.

Au contraire, l'œil est encore assez sensible aux faibles intensités bleues en question. Nous avons été ainsi conduits à faire de la spectrophotométrie ordinaire ⁽²⁾.

Dans ce but, nous nous sommes servis d'un spectrophotomètre de M. d'Arsonval ⁽³⁾.

Les objectifs qui projettent les images des sources sur la fente du spectroscopie ont leurs surfaces utiles, leurs ouvertures, limitées par des diaphragmes iris. Les diamètres de ces ouvertures se déduisent, au moyen de diagrammes, des lectures qui définissent les positions correspondantes des bagues de commande ⁽⁴⁾.

Nous modifions à volonté les températures des sources en déplaçant les brûleurs de manière que les flammes soient plus ou moins entamées par les lames, qui du reste sont fixes.

(1) Pour bien juger de cela, consulter les tableaux de M. Rubens (*Journal de Physique*, t. V, 1906, p. 321 et 325).

(2) Nous aurions peut-être pu mettre nos lames à la même température bolométriquement en égalisant les éclats intrinsèques des radiations dont les longueurs d'ondes sont voisines de 12^{μ} , ainsi que cela paraît ressortir, du moins, d'un tableau des lectures, relatives à l'émission d'un manchon à oxyde de cérium, que donne M. Rubens au *Journal de Physique*, t. V, 1906, p. 325.

(3) Nous ne décrivons pas cet instrument, qui est très connu. Nous dirons seulement qu'il est symétrique, c'est-à-dire qu'il donne deux spectres contigus égaux lorsque les sources comparées sont égales et également diaphragmées.

(4) Nous avons trouvé que ces diamètres sont liés linéairement à ces lectures, c'est-à-dire aux déplacements des bagues.

Voici comment nous procédons pour mesurer un pouvoir émissif rouge :

Les images des sources étant au point sur la fente spectroscopique, les ouvertures des diaphragmes étant égales et aussi grandes que possible, on isole les bleues ⁽¹⁾ et l'on agit sur le brûleur de la source type jusqu'à ce que l'éclat bleu de cette dernière soit maximum : il en est alors de même de sa température.

On agit ensuite sur le brûleur de la source comparée, jusqu'à ce que son éclat bleu égale celui de la source type : les températures des lames sont alors égales.

On passe aux rouges et l'on fait en sorte que le milieu de la partie isolée réponde à la longueur d'onde $0^{\mu}, 7$. On se sert pour cela du micromètre gradué en longueurs d'onde qu'on cesse d'éclairer aussitôt après.

On tourne alors la bague qui commande le diaphragme de la source type jusqu'à ce que les rouges soient égaux : le rapport des carrés des diamètres correspondant aux ouvertures est égal à celui des éclats intrinsèques rouges.

Le produit de ce rapport par 0,93 est le pouvoir émissif cherché.

Dans le cours de ces mesures, les principales causes d'erreurs, très difficiles à éviter, étaient les variations d'éclats des sources. Tous nos efforts ont évidemment tendu à augmenter autant que possible la définition de ces éclats, qui, sans cela, n'auraient pas comporté de mesure.

Ces perturbations, toutes dues au chauffage, venaient soit des variations de pression du gaz, soit des courants d'air qui soufflaient les flammes, soit encore de la résistance opposée par les lames au libre écoulement des gaz incandescents qui constituent la flamme.

1^o *Variation de pression du gaz.* — Nous avons évité les variations différentielles des éclats de nos lames dues à ces

(1) Au moyen d'une fente parallèle à l'arête du prisme et dont les volets sont mobiles dans le plan focal principal de l'objectif de la lunette.

changements de pression en branchant nos deux brûleurs sur la même prise de la conduite de gaz : les deux tuyaux de caoutchouc ayant la même longueur, les variations de pression à la sortie des brûleurs étaient égales. Il en était de même des variations d'éclats et l'œil n'était pas gêné.

2° *Courants d'air*. — Nous les évitons, à peu près, en plaçant les brûleurs et les sources dans des lanternes. Malgré cette précaution, les jours de vent, nous ne pouvions pas faire de mesures.

3° *Frottement sur les lames*. — Lorsque la résistance que la lame oppose à la flamme acquiert une valeur convenable, celle-ci se met à osciller avec une fréquence telle que les variations d'éclat qui en résultent deviennent très pénibles pour l'œil. On peut atténuer ces oscillations, lorsqu'elles sont légères, en changeant la région de la flamme où se trouve la lame. Pour diminuer le plus possible ces frottements, nous rognons les bavures des lames (1). C'est pour la même raison que nous protégeons ces dernières au moyen de bandelettes et que nous faisons en sorte qu'elles soient bien verticales.

Malgré ces précautions, il arrive souvent qu'une préparation, qui semble devoir être très bonne, n'est seulement que passable, à cause de légères déformations produites ultérieurement par le feu. D'autres fois, au contraire, une lame qui paraît médiocrement montée va très bien. C'est dire combien la perturbation qui nous occupe est difficile à éviter.

La part du hasard est grande et le nombre des préparations défectueuses relativement élevé, surtout pour les lames protégées.

Ajoutons enfin que, lorsque les oscillations sont très atténuées, il y a des régions de la lame où leurs effets sont nuls. Dans le cas d'une lame protégée, par exemple, au milieu et à une certaine hauteur au-dessus des bandelettes, l'éclat varie

(1) Avant le montage, la lame posée sur une feuille de papier, placée elle-même sur une table, est découpée au couteau comme on le ferait d'un morceau de pâte.

très peu. Ce sont toujours de pareilles régions que nous avons choisies, et cela, évidemment, avec les préparations les plus parfaites, c'est-à-dire les moins déformées.

CHAPITRE III.

RÉSULTATS.

Le chauffage des lames récemment préparées donne d'abord lieu à des perturbations que nous examinerons de suite. Ces perturbations, loin d'infirmar la théorie que nous soutenons, la confirment au contraire d'une manière frappante : elles constituent ainsi une première vérification, qualitative il est vrai.

Nous passerons ensuite aux vérifications quantitatives de la relation (5), dite *fondamentale*.

I. PERTURBATIONS AU RAYONNEMENT DES LAMES RÉCENTES D'OXYDES. — Les lames d'oxyde de cérium récemment préparées sont rose brun plus ou moins foncé, tandis que les lames Auër, à 0,115, par exemple, d'oxyde de cérium, sont rose pâle un peu sale.

Lorsqu'on chauffe ces lames dans la flamme d'un Bunsen et que baissant de temps à autre le feu on les laisse se refroidir afin de voir leur couleur, on constate que cette dernière, d'abord invariable après un court temps de chauffe, pâlit peu à peu. Au bout d'un temps qui dépend de la nature de la lame, la teinte devient plus ou moins blanche et invariable : les lames d'oxyde de cérium sont alors jaune clair un peu sale, tandis que les lames Auër sont presque blanches.

Si l'on examine au spectrophotomètre le rayonnement d'une lame légère d'oxyde de cérium pendant cette période transitoire et qu'on le compare à celui d'une lame dense, 5 mg : cm² du même oxyde, qui a été chauffée très longtemps, qui a blanchi et qui par conséquent peut être prise pour terme de comparaison, puisqu'elle est arrivée à un état stable, on observe le phénomène suivant assez curieux :

Les éclats intrinsèques bleus étant égaux, c'est-à-dire, comme nous l'avons vu, les températures étant égales, les deux spectres sont égaux dans toute leur étendue, à la sensibilité photométrique près.

Le chauffage se prolongeant, l'éclat intrinsèque bleu de la lame légère augmente. On le ramène à sa valeur primitive qui est celui de la source de comparaison, cela en déplaçant le brûleur correspondant : la température de la lame est ainsi maintenue constante. Dans ces conditions, on constate que les éclats des autres radiations lumineuses émises par cette lame diminuent graduellement, celui du rouge surtout, et finissent par se fixer au bout d'un temps variable (plusieurs heures) avec la durée de la chauffe au chalumeau.

L'intensité rouge ($\lambda = 0^{\mu}, 7$) est alors à peu près celle que la théorie lui assigne, comme nous le verrons tout à l'heure.

Au contraire, avec une lame dense d'oxyde de cérium récemment préparée, le spectre est toujours le même que celui de la lame type, et cela quelle que soit la durée de la chauffe.

Voici des exemples de mesures faites pendant cette période de perturbation :

1° Lame d'oxyde de cérium fortement chauffée au chalumeau : densité 0,39 mg : cm².

Durée de chauffe en heures.	Rapport de l'éclat rouge à celui initial ou à celui de la lame type 5 mg : cm ² (1).
0	$\left(\frac{19,6}{19,6}\right)^2 = 1$
0,5	$\left(\frac{17,7}{19,6}\right)^2 = 0,82$
4	$\left(\frac{14,4}{19,6}\right)^2 = 0,54$
5	$\left(\frac{13,4}{19,6}\right)^2 = 0,47$
Plus de 8 heures...	$\left(\frac{12,0}{19,6}\right)^2 = 0,37$ (limite)

(1) Les termes des rapports que nous exprimons là sont les diamètres en millimètres des ouvertures de l'écran de la source type. Nous déduisons ces nombres de nos lectures et du diagramme des diamètres.

2° lame d'oxyde de cérium moins fortement chauffée au chalumeau : densité superficielle 0,76 mg : cm².

Durée de chauffe en heures.	Rapport des éclats rouges à celui de la lame type 5 mg : cm ² .
0	$\left(\frac{19,6}{19,6}\right)^2 = 1$
0,75	$\left(\frac{17,0}{19,6}\right)^2 = 0,75$
1,50	$\left(\frac{16,2}{19,6}\right)^2 = 0,68$
Plusieurs heures...	$\left(\frac{15,7}{19,6}\right)^2 = 0,64$ (limite)

L'explication de ce phénomène nous paraît être la suivante :

La coloration brun rose de l'oxyde de cérium est due à un peu d'oxyde céroso-cérique (1) $[2\text{Ce O}_2, \text{Ce}^2\text{O}_3]$ qui est le corps radiateur réellement actif, le seul qui soit *coloré*. Au début, la densité cubique de cet oxyde dans la lame légère étant relativement élevée, sa densité superficielle dans cette lame est comparable à celle qu'il a dans la lame dense type, lame qui doit être toujours légèrement céroso-cérique.

En effet, la couleur de cette dernière est un jaune clair sali par des traces de brun. D'après cela, la densité cubique de l'oxyde céroso-cérique dans la lame type serait faible, mais la densité superficielle peut y être assez forte, à cause de l'épaisseur de la masse radiante.

Il en résulte que le pouvoir émissif, qui se rapporte à une radiation quelconque, atteint au début, dans les deux lames, à peu près sa valeur limite théorique, E_m , correspondant à

(1) Nous avons vérifié, par des titrages d'iode, que le pouvoir oxydant de nos lames sur un mélange d'iodure de potassium et d'acide chlorhydrique, à l'abri de l'air, est légèrement inférieur à celui de l'oxyde cérique. Celui-ci se dissocierait donc un peu, dans le chalumeau, en oxyde cérosocérique et oxygène, et une trace de cette dissociation subsisterait encore à froid.

une densité superficielle d'oxyde céroso-cérique infinie, cet oxyde étant très émissif ⁽¹⁾.

Nous supposons que le corps radiant est le même dans les deux sources comparées ; car, si ces corps étaient différents, on ne comprendrait plus guère l'égalité des spectres limites, *cela surtout lorsque les deux lames, récentes et de comparaison, sont très denses.*

Ce dernier cas montre d'ailleurs, s'il y avait doute au sujet de la grandeur des densités superficielles, que le *rayonnement limite est bien atteint.*

Revenons au cas de la lame légère. Peu à peu, en prolongeant le chauffage à une température qui est plus basse que celle du chalumeau, l'oxyde céroso-cérique se retransforme partiellement en oxyde cérrique (CeO_2), sa densité diminue, et, pour chaque radiation, α et δ décroissent proportionnellement. D'ailleurs, α est bien plus grand pour le bleu que pour le rouge. Par conséquent, d'après la théorie, le pouvoir émissif rouge doit diminuer bien plus tôt que celui du bleu, qui conserve sa valeur maximum, E_m , si la limite de la densité superficielle céroso-cérique n'est pas trop faible.

Enfin, on s'explique très bien aussi que le bleu de la lame légère tende à augmenter lorsqu'on ne touche pas son brûleur.

Les pouvoirs émissifs de l'infra-rouge, qui est la majeure partie du rayonnement total de la lame légère, diminuent plus que ceux du rouge, α y étant plus faible. Le rayonnement total tendant à diminuer de ce fait, la température de la lame légère doit augmenter, ainsi que son rayonnement bleu, dont le pouvoir émissif est invariable thermiquement, ou peu s'en faut.

Avec les lames Auër les mêmes phénomènes se produisent, mais d'une façon moins accusée parce que ces lames sont pauvres en oxyde cérrique.

La perturbation dont nous venons de parler nous a arrêté

(1) Paramètre α élevé.

longtemps dans nos recherches ; surtout lorsque, nos lames étant mal préparées, nous les chauffions trop peu de temps dans le brûleur pour qu'elles prennent un état stable.

Nous croyions, soit à l'impossibilité d'obtenir des lames assez légères, soit à un *noircissement* des lames produit par les réflexions sur les parois des lanternes ⁽¹⁾, et il est évident que, sans théorie pour nous guider, nous n'aurions pas abouti.

II. VÉRIFICATIONS DE L'EXPRESSION DU POUVOIR ÉMISSIF.

— Les vérifications se rapportent à deux séries de lames radiatrices d'espèces différentes : les unes en oxyde de cérium, les autres faites d'une substance pseudo-Auër contenant 0,115 d'oxyde de cérium et 0,885 d'oxyde de thorium.

Dans les deux cas, les épaisseurs des lames et les paramètres α et δ varient dans le même sens et simultanément, les épaisseurs un peu moins cependant que α et δ .

Pour avoir des variations plus grandes de l'épaisseur, nous ajouterons, à la suite de la série se rapportant à l'oxyde de cérium, les résultats relatifs à un radiateur plan formé de trois lames parallèles, superposées et à peu près égales, du même oxyde. L'épaisseur variant à peu près seule dans ce cas, nous aurons là un contrôle de l'expression (5) quant à cette variable, dont la nécessité sera ainsi nettement établie.

Rapprochant les deux séries de résultats relatifs à l'oxyde de cérium et à la substance pseudo-Auër, nous en déduirons que cette dernière est un mélange des oxydes qui la composent.

Les vérifications pour chaque série de lames consistent, d'une part, à mesurer, comme nous venons de l'indiquer, les valeurs limites et minima des pouvoirs émissifs de ces radiateurs ; d'autre part, à calculer ces mêmes pouvoirs émissifs au moyen de la relation (5).

Voici comment nous calculons ces quantités, connaissant :

(1) Pour éviter une telle erreur, nous avons couvert ces parois de noir de fumée.

1° Les densités superficielles des lames qui sont toutes formées de la même substance;

2° Le pouvoir émissif limite E_m d'une lame de densité superficielle infinie, pratiquement très grande.

Calcul des pouvoirs émissifs. — Nous remarquerons d'abord que dans ce cas les paramètres α et δ et, par suite, aussi β sont proportionnels, par définition, à la densité cubique, d , de la matière radiante, densité variable, d'ailleurs, comme l'épaisseur, l , d'une lame à l'autre. Il en résulte que $\frac{\alpha}{\delta}$ est constant. Nous l'évaluons au moyen de la relation déjà établie :

$$(9) \quad \frac{\alpha}{\delta} = \frac{E_m^2}{2(1 - E_m)}.$$

Pour pouvoir calculer le second membre de (5), il n'y a donc plus qu'à évaluer l'exponentielle $e^{\beta l}$. Or, β étant proportionnel à d , βl est lui-même proportionnel au produit ld , c'est-à-dire à la densité superficielle de chaque lame.

Pour avoir $e^{\beta l}$ dans tous les cas, il suffit donc de déterminer cette exponentielle pour une lame particulière, en écrivant que le pouvoir émissif E de cette lame satisfait à la relation (5). On est ainsi conduit à résoudre l'équation trinôme suivante, dans laquelle $x = e^{\beta l}$:

$$(10) \quad \left[(1 - E) \left(1 + \frac{\alpha}{\delta} + \frac{\beta}{\delta} \right) - 1 \right] x^2 - 2 \frac{\beta}{\delta} x + \left[1 - (1 - E) \left(1 + \frac{\alpha}{\delta} - \frac{\beta}{\delta} \right) \right] = 0.$$

Tous les coefficients de cette équation sont connus, puisque, d'après (2), on a

$$\frac{\beta}{\delta} = \frac{\sqrt{\alpha(\alpha + 2\delta)}}{\delta} = \sqrt{\frac{\alpha}{\delta} \left(\frac{\alpha}{\delta} + 2 \right)},$$

tandis que $\frac{\alpha}{\delta}$ est donné par (9). On prend d'ailleurs pour $e^{\beta l}$

la plus grande, x' ⁽¹⁾, des deux racines de cette équation, qui seule est supérieure à 1.

On a ensuite, pour une nouvelle lame dont la densité superficielle est D' , D étant celle qui se rapporte à $x = x'$,

$$e^{\beta l} = x'^{\frac{n'}{D}} \quad \text{et} \quad e^{-\beta l} = x'^{-\frac{n}{D}}.$$

On calcule ces puissances par logarithmes, puis on forme les deux quantités $(e^{\beta l} - e^{-\beta l})$ et $(e^{\beta l} + e^{-\beta l})$.

On évalue enfin la différence $1 - E$ au moyen de la relation fondamentale (5) mise sous la forme

$$1 - E = \frac{2 \frac{\beta}{\delta} + (e^{\beta l} - e^{-\beta l})}{\left(1 + \frac{\alpha}{\delta}\right)(e^{\beta l} - e^{-\beta l}) + \frac{\beta}{\delta}(e^{\beta l} + e^{-\beta l})}.$$

Le pouvoir émissif *calculé* de la nouvelle lame légère est la valeur complémentaire de cette fraction.

Le même calcul convient encore, évidemment, lorsque l'épaisseur seule varie.

En opérant ainsi, nous obtenons une première série de pouvoirs émissifs calculés, E , correspondant à la valeur x' adoptée, et que nous ne considérons que comme provisoire, n'ayant pas à préférer telle lame légère plutôt que telle autre pour effectuer nos calculs.

Ceci posé, nous calculons une nouvelle série provisoire de pouvoirs émissifs, $E + \Delta E$, correspondant à une nouvelle valeur de $e^{\beta l}$ égale à $x' + \Delta x'$: les ΔE sont évidemment proportionnels à $\Delta x'$, si cette quantité est petite. Nous formons ces coefficients de proportionnalité, et nous nous en

(1) En faisant $x = 1$, dans cette équation, on a

$$(1 - E) \left(1 + \frac{\alpha}{\delta} + \frac{\beta}{\delta}\right) - 1 = 2 \frac{\beta}{\delta} \\ + 1 - (1 - E) \left(1 + \frac{\alpha}{\delta} - \frac{\beta}{\delta}\right) = (1 - E) 2 \frac{\beta}{\delta} - 2 \frac{\beta}{\delta} = -2 E \frac{\beta}{\delta} < 0.$$

D'où $x' > 1 > x''$.

servons pour choisir $\Delta x'$, de manière que les valeurs absolues des différences entre les E (calculés) définitifs et les E (trouvés) soient aussi petites que possible.

Le calcul est légitime parce que les différences entre les E primitivement calculés et les E trouvés est faible. D'ailleurs, les lames étant peu nombreuses, on arrive à faire ce choix rapidement.

1° *Résultats relatifs à l'oxyde de cérium.* — Ils se rapportent à cinq lames que le chauffage au Bunsen n'a presque pas dilatées et dont la densité superficielle, D, est exprimée en milligrammes par centimètre carré. La source de comparaison est aussi très bonne; sa température maxima d'incandescence, qui est celle de nos mesures, est plus élevée et plus constante qu'avec aucune des autres sources types réalisées antérieurement.

Les mesures ont toutes été faites le soir, afin de ne pas être dérangé par la lumière du jour :

Voici le tableau des pouvoirs émissifs trouvés et calculés pour chacune de ces lames (1) :

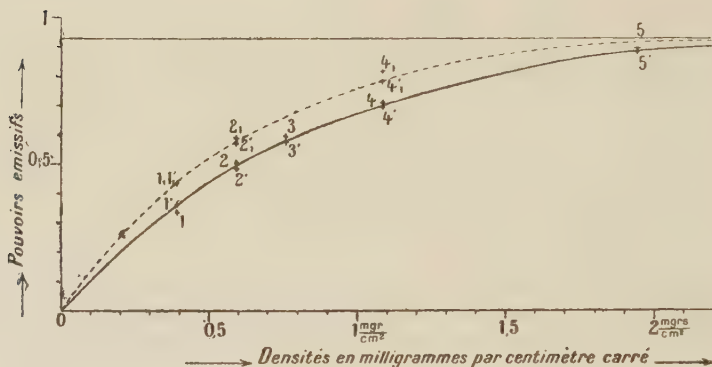
Numéros d'ordre des lames.	Densités superficielles en mg : cm ² .	Pouvoirs émissifs (rouge $\lambda = 0^{\mu},7$).	
		Calculés.	Moyennes trouvées.
1.....	0,39	0,37	0,34
2.....	0,59	0,49	0,51
3.....	0,76	0,58	0,60
4.....	1,09	0,70	0,72
5.....	1,95	0,88	0,91
6.....	5,00	0,93	0,93 (base)

Plus loin (*fig. 3*), nous avons représenté les mêmes résultats graphiquement, en portant en abscisses les densités superficielles et en ordonnées les pouvoirs émissifs. La ligne

(1) *Sur le rayonnement de l'oxyde de cérium* (Comptes rendus, t. CXLVIII, 1909, p. 92).

qui joint les points $1'$, $2'$, $3'$, etc., se rapportant aux pouvoirs émissifs calculés des lames numérotées 1, 2, 3, 4, ..., est le diagramme représentatif de la formule fondamentale (5). Les points 1, 2, 3, ... qui avoisinent cette courbe se rapportent aux moyennes des pouvoirs émissifs trouvés pour les lames 1, 2, 3,

Fig. 3.



La concordance que montrent ce tableau et cette figure est tout à fait satisfaisante, en égard au peu de précision de nos mesures. Examinons, en effet, les erreurs qu'elles comportent.

La mesure d'un pouvoir émissif résulte de deux comparaisons photométriques, l'une dans le bleu, l'autre dans le rouge, qui peuvent entraîner chacune une erreur relative de 0,03 ⁽¹⁾. En admettant que cette erreur faite sur les bleus, lors de l'égalisation des températures, se reporte sur les intensités rouges, on peut avoir de ce fait, sur ces dernières, une erreur relative de 0,06. On en fait une autre, systématique et difficile à évaluer, en adoptant pour E_m le

(¹) Ce nombre est du moins celui que nous avons obtenu en faisant plusieurs mesures photométriques répétées des mêmes sources, soit dans le bleu, soit dans le rouge, en formant ensuite leur moyenne, puis leur écart maximum et relatif à cette dernière. Le peu de précision qu'il indique est dû surtout au défaut de fixité des flammes.

nombre de M. Rubens, 0,93, qui manque déjà lui-même de précision. On voit donc que les pouvoirs émissifs trouvés ne sont guère connus qu'à 10 pour 100 près.

Nous avons essayé de réduire cette erreur, le plus possible, en faisant de nombreuses mesures pour chaque lame et en formant leur moyenne. Nous n'évitons pas ainsi l'erreur systématique due à l'hypothèse $E_m = 0,93$.

Une autre erreur, systématique aussi, peut venir de ce que nous croyons mettre les sources directement comparées à la même température quand leurs éclats bleus sont égaux. En réalité, lorsqu'il y a égalité de température, l'éclat bleu de la source de comparaison est un peu plus fort que celui de la lame légère. Il en résulte qu'en opérant comme nous le faisons, la température de cette dernière et son éclat rouge sont un peu trop forts. On fait ainsi, sur les pouvoirs émissifs trouvés, une erreur qui augmente, d'ailleurs, avec la légèreté de la lame.

Cependant, nous croyons cette erreur négligeable vis-à-vis des autres, parce que les pouvoirs émissifs bleus, presque égaux à 1, diminuent très peu avec les densités superficielles que nous avons réalisées. Il n'en est plus de même lorsqu'on croit égaliser les températures au moyen des bleus verts ou même des verts. C'est ce qu'on est instinctivement conduit à faire lorsque les éclats bleus sont trop faibles, c'est-à-dire lorsque la température de la source de comparaison, difficile à chauffer, est trop basse. Tel est le cas, par exemple, des résultats qui suivent et qui se rapportent à un essai de vérification de (5), tenté avant celui que nous venons de donner. La plupart des lames légères sont les mêmes que plus haut; la source de comparaison, déjà très ancienne, s'était déformée un peu dans le bas, à la suite d'un long usage. Nous ne pouvions éviter les oscillations de la flamme qu'en chauffant à une température plus basse ⁽¹⁾ que celle de la lame type précédente.

(1) La flamme étant moins entamée par la lame.

Voici ces résultats :

Numéros d'ordre des lames.	Densités superficielles en mg : cm ² .	Pouvoirs émissifs (rouges $\lambda = 0^{\mu},7$).	
		Calculés (1).	Moyennes trouvées.
1	0,39	0,44	0,44 (base)
»	0,57	0,57	0,57
2	0,59	0,58	0,59
4	1,09	0,78	0,82
Lame type ancienne..	5,20 ^e	0,93	0,93 (base)

Nous avons représenté graphiquement, comme il est dit plus haut et sur la même figure 3, les résultats de ce dernier tableau et celui du précédent, pour que la comparaison en soit plus aisée. Les points 1', 2', 4', réunis par une courbe ponctuée, se rapportent aux calculés, les points 1, 2, 4, sont relatifs aux trouvés.

On voit que, pour les mêmes lames, les pouvoirs émissifs trouvés sont plus grands que tout à l'heure. Les différences augmentent d'ailleurs à mesure que les densités superficielles des lames diminuent, ainsi que nous l'avons prévu (2).

En somme, *l'expérience, faite même dans des conditions défectueuses, montre l'influence que les variations de la densité superficielle exerce sur les pouvoirs émissifs d'un radiateur en forme de lame, influence que la théorie faisait prévoir.*

Voici une nouvelle confirmation de la théorie, éclatante cette fois. L'exemple que nous allons en donner montrera en même temps la délicatesse de ce genre de recherches.

Triplet lamellaire d'oxyde de cérium. — Les trois

(1) Dans ce cas, nous nous sommes contenté de calculer les pouvoirs émissifs en prenant pour base les lames 1 et type.

(2) Nous ne pensons pas qu'il faille voir là le fait qu'une élévation de la température d'incandescence doit correspondre à un abaissement des pouvoirs émissifs. Le contraire, plutôt, se produirait, car la dissociation ainsi que la dose d'oxyde céroso-cérique croissent avec la température.

lames légères qui composaient ce radiateur complexe avaient pour densité, avant le montage :

$$D_1 = 0,423 \text{ mg : cm}^2 \dots \text{ (lame postérieure)}$$

$$D_2 = 0,368 \text{ mg : cm}^2 \dots \text{ (lame moyenne)}$$

$$D_3 = 0,400 \text{ mg : cm}^2 \dots \text{ (lame antérieure)}$$

$$D \text{ (totale)} = 1,191 \text{ mg : cm}^2$$

Le triplet avait donc pour densité superficielle avant le montage : $D = 1,20 \text{ mg : cm}^2$ environ à l'approximation des mesures.

Le rayonnement de ce triplet a été observé après un long chauffage et comparé à celui de notre meilleure lame type (celle du premier tableau).

Le calculé est l'ordonnée du diagramme de la relation (5) (calculés du premier tableau), correspondant à l'abscisse $D = 1,2 \text{ mg : cm}^2$.

Voici les résultats :

Densité superficielle.	Pouvoirs émissifs.	
	Calculé.	Trouvé.
1,20.....	0,74	0,67

La concordance est évidemment médiocre. Nous pensions qu'elle était due à un boursoufflement du triplet, comme cela nous était déjà souvent arrivé, et que la lame postérieure s'était trouvée moins chauffée que la lame antérieure. Voulant nous en assurer, nous avons sorti le triplet de sa lanterne et nous avons alors constaté que les lames étaient toujours en contact. Cependant la préparation s'était déformée et avait à peu près l'aspect d'une surface cylindrique à génératrices verticales (¹). Le triplet s'était évidemment dilaté dans le sens horizontal, l'intervalle des paires de mâchoires qui soutenaient le triplet étant invariable.

Nous avons aussitôt profité de cette heureuse circonstance pour corriger la densité superficielle du triplet, diminuée par le chauffage.

(¹) La directrice de ce cylindre rappelait assez bien une cédille.

Pour cela, nous avons dessiné aussi exactement que possible la forme de la directrice du triplet. Puis nous l'avons rectifiée. Ce qui nous a donné la dilatation correspondante et la variation de la densité qui lui est inversement proportionnelle.

Nous avons trouvé ainsi que la densité du triplet était 1,01 et non 1,20. En prenant l'ordonnée du diagramme des calculés (1^{er} tableau) correspondant à cette nouvelle abscisse, nous avons :

Densité superficielle en mg : cm ² .	Pouvoirs émissifs.	
	Calculés.	Trouvés.
1,01.....	0,67 (0,667)	0,675

La concordance est plus satisfaisante que nous n'osions l'espérer.

L'intérêt de cet exemple est double :

- 1° Il vérifie la relation (5) quant à l'épaisseur ;
- 2° A cause de la déformation du triplet et de l'obliquité de l'élément observé qui émet, cet exemple nous montre encore *qu'une lame rayonne avec la même intensité dans toutes les directions.*

Aussi aurions-nous été heureux de donner d'autres preuves analogues de la théorie se rapportant à des radiateurs formés de plusieurs lames. Malheureusement, à part notre triplet, aucun de ceux que nous avons obtenus ne se prêtait à une expérience correcte.

2° *Résultats relatifs à une substance pseudo-Auër formée de 0,115 d'oxyde de cérium et de 0,885 d'oxyde de thorium.* — Les mesures et le calcul théorique des pouvoirs émissifs des lames formées de cette substance se font, comme nous l'avons déjà dit, au sujet de l'oxyde de cérium.

La source de comparaison était la lame d'oxyde de cérium dont la densité superficielle est 5 mg : cm² et qui nous avait déjà servi lors de nos meilleures mesures (1^{er} tableau et triplet). Avec la substance en question et la radiation rouge

de longueur d'onde $0^{\mu},7$, la limite E_{am} du pouvoir émissif d'un radiateur plan, de plus en plus épais, est voisine de 0,616, ainsi que nous nous en assurerons tout à l'heure. Ce nombre est du moins celui fourni par une lame pseudo-Auër, dont la densité superficielle, la plus forte que nous ayons pu obtenir, est 18,6 mg : cm².

Nous poserons donc, au moins momentanément, en affectant de l'indice α toutes les quantités qui se rapportent à notre substance Auër,

$$E_{am} = \frac{\alpha_a + \beta_a}{\alpha_a + \beta_a + \delta_a} = 0,62.$$

Nous en tirons comme on le sait déjà, grâce à (2),

$$\frac{\alpha_a}{\delta_a} = \frac{(E_{am})^2}{2(1 - E_{am})} = 0,50,$$

puis $x = e^{\beta_a l} = 3,01$ pour une lame pseudo-Auër dont la densité superficielle est $D_a = 3,26$ et le pouvoir émissif $E_a = 0,366$.

Il en résulte que, dans le cas de notre lame pseudo-Auër, $D = 18,6$ mg : cm², on a, pour l'exponentielle x ,

$$x = (3,01)^{\frac{18,6}{3,26}} = 534.$$

Portant ensuite cette valeur dans la relation (5), il est aisé de voir qu'on a

$$E = \frac{\alpha_a + \beta_a}{\alpha_a + \beta_a + \delta_a} = E_{am},$$

à $\frac{2}{1000}$ près, pour cette lame très dense et ainsi que nous l'avions admis d'abord.

Ceci étant établi, nous calculons les pouvoirs émissifs des autres lames pseudo-Auër que nous avons à étudier, comme plus haut (1).

(1) Dans ce calcul, les densités superficielles se rapportent évidemment à la substance pseudo-Auër.

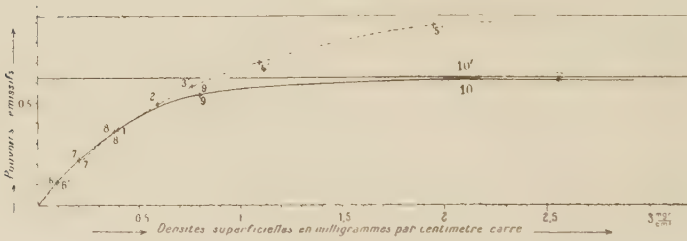
Voici les résultats :

Densités superficielles en mg : cm ² .		Pouvoirs émissifs (rouge $\lambda = 0^{\mu},7$).	
Pseudo- Auër.	Oxyde de cérium.	Calculés.	Trouvés.
0,77	0,0886	0,107	0,11
1,74	0,2	0,224	0,22
3,26	0,375	0,366	0,366 (base)
7,00	0,8	0,540	0,53
18,6	2,14	0,62	0,62 (base)

Il ressort de ce tableau que la relation (5) représente bien les pouvoirs émissifs de notre substance pseudo-Auër, comme elle représentait déjà ceux de l'oxyde de cérium. Mais ici la vérification a une importance de plus.

En effet, le diagramme (*fig. 4*) correspondant à ce der-

Fig. 4.



nier tableau montre, d'une manière indubitable, que les pouvoirs émissifs tendent vers une limite nettement inférieure à 1, ainsi que le veut la relation (5) dans sa forme limite,

$$E_m = \frac{\alpha + \beta}{\alpha + \beta + \delta},$$

lorsqu'il y a diffusion.

Dans le cas de l'oxyde de cérium, cette limite $E_m = 0,93$ est assez voisine de l'unité, et la possibilité d'une erreur de plus de 0,06 laisse place au doute quant à la nécessité de la forme limite précédente aussi bien que de celle du paramètre δ .

Avec notre substance pseudo-Auër, aucune hésitation n'est plus possible.

Une autre conséquence ressort aussi du rapprochement des résultats relatifs à l'oxyde de cérium et à cette substance pseudo-Auër.

Pour faciliter cette comparaison, nous avons construit les deux diagrammes des deux tableaux correspondants (*fig. 4*), en employant les mêmes axes de coordonnées. En abscisses sont les densités superficielles d'oxyde de cérium; en ordonnées, les pouvoirs émissifs qui leur correspondent.

On voit que les deux diagrammes se confondent, à peu près, depuis l'origine jusqu'au point d'abscisse $D = 0,039$.

Il en résulte, comme nous allons le voir, que *notre substance pseudo-Auër est un mélange dans lequel l'oxyde de cérium est le seul corps rayonnant*.

En effet, lorsque la densité superficielle diminue de plus en plus et tend vers zéro, la formule (5) tend vers la forme

$$E = \alpha l.$$

Dans ce cas, le pouvoir émissif ne dépend plus de la diffusion.

Mais une lame très légère d'oxyde de cérium constitue une véritable dilution de cet oxyde dans l'air. Supposons qu'on substitue tout ou partie de l'air compris dans cette lame par de l'oxyde de thorium et *qu'on reproduise ainsi la substance pseudo-Auër*. S'il n'y a pas de combinaison des oxydes en question, on n'augmente, de cette façon, que la *diffusion* ⁽¹⁾ de la lame et son pouvoir émissif ne doit pas varier : *il dépend seulement de la densité superficielle de son oxyde de cérium*. C'est bien ce que nous constatons pour nos lames d'oxyde de cérium ou de substance pseudo-Auër, dès que leur densité superficielle cérique est inférieure à $0,39 \text{ mg} : \text{cm}^2$.

(1) Le paramètre d'absorption ne varie pas, puisque l'oxyde de thorium n'est pas émissif ($\alpha = 0$).

En réalité, le raisonnement précédent n'étant rigoureux qu'à la limite $D = 0$, les deux diagrammes que nous considérons devraient avoir seulement la même tangente à l'origine. Leur coïncidence, sur une longueur finie d'arc, tient à une erreur systématique faite sur la température des lames pseudo-Auër. Les densités superficielles d'oxyde de cérium, relatives aux plus légères de ces lames, sont en effet assez faibles pour que les bleus soient atteints.

Lorsque les densités superficielles deviennent plus grandes, cette erreur disparaît et les deux diagrammes se séparent enfin dans le sens voulu par la théorie, la réflexion diffuse étant plus importante.

Le fait que la substance Auër est un mélange et non une combinaison, comme beaucoup le pensaient, serait à peu près impossible à établir chimiquement. Il en serait évidemment de même pour la présence temporaire de l'oxyde céroso-cérique dans l'oxyde de cérium incandescent.

Dans ces cas, l'analyse spectrale, comprise comme nous venons de le voir, est une méthode d'investigation très sûre.

Un autre fait se dégage encore de l'examen du dernier tableau.

Notre mélange pseudo-Auër, 14,4 fois plus riche en oxyde de cérium que l'est un manchon Auër, peut avoir des qualités émissives comparables à celles de ce dernier. En effet, tandis que les pouvoirs émissifs rouges valent 0,11 pour une de nos lames pseudo-Auër, 0,06 pour le manchon Auër, les pouvoirs émissifs bleus sont voisins de 1, ainsi qu'on le suppose en égalant les températures.

Par conséquent, il apparaît déjà *que, pour avoir une bonne lumière, les proportions d'Auër ne sont pas nécessaires*. C'est ce que nous verrons encore mieux dans la suite.

TROISIÈME PARTIE.

Application de la théorie établie précédemment au rayonnement du manchon Auër.

I. — LAMES ET MANCHONS ÉQUIVALENTS.

La théorie du rayonnement des manchons à incandescence peut se déduire de celle que nous venons de vérifier, grâce à la proposition suivante :

Un manchon et une lame, formés avec la même substance, ont à peu près les mêmes pouvoirs émissifs pour les mêmes radiations, si la densité superficielle de la lame est convenable. Autrement dit, sous cette restriction les deux corps ont à peu près la même couleur ⁽¹⁾.

Énoncée ainsi, la proposition en question est presque évidente lorsqu'on a vu des lames et des manchons. Voici comment nous l'avons vérifiée pour le manchon Auër que M. Rubens a utilisé dans ses recherches.

Nous choisissons d'abord la densité superficielle de la lame Auër à réaliser, de façon que son pouvoir émissif rouge soit égal à celui du manchon de M. Rubens, soit 0,062.

Reportons-nous dans ce but à nos diagrammes (*fig. 4*) de la deuxième partie. Ceux-ci montrent que les pouvoirs émissifs rouges ($\lambda = 0^{\mu}, 7$) de lames contenant de l'oxyde de cérium, associé ou non à de l'oxyde de thorium, ne dépendent que de la densité superficielle du premier de ces oxydes, pourvu que cette densité soit inférieure à 0,39 mg : cm². D'après cela, pour qu'une lame Auër ait un pouvoir émissif rouge de 0,062, nous voyons que sa densité superficielle

(¹) La couleur d'un corps, au sens généralisé du mot, est, en effet, définie par l'ensemble de ses pouvoirs émissifs, que cette couleur soit due à l'*émission* (corps incandescents), ou à l'*absorption* (corps froids).

d'oxyde cérique doit être $0,06 \text{ mg} : \text{cm}^2$ environ ; ce qui correspond à une densité Auër de $0,06 \times \frac{1}{0,008} = 7,5 \text{ mg} : \text{cm}^2$.

D'ailleurs, si la proposition énoncée est vraie, les pouvoirs émissifs de cette lame, correspondant aux autres radiations, doivent être respectivement égaux à ceux du manchon Auër employé par M. Rubens. Voici comment nous avons constaté cela pour le jaune ($\lambda = 0^{\mu}, 59$) et le bleu émis par une lame Auër de densité $7,7 \text{ mg} : \text{cm}^2$ ⁽¹⁾ :

Les pouvoirs émissifs de cette lame sont déduits de la comparaison de ses éclats intrinsèques, bleu et jaune, à ceux d'une lame d'oxyde de cérium ayant $5 \text{ mg} : \text{cm}^2$. Cette dernière était la meilleure de nos lames types employées déjà dans nos recherches précédentes. Nous avons admis que ses pouvoirs émissifs bleu et jaune étaient égaux à l'unité. En réalité, ils en diffèrent très peu, puisqu'en diluant l'oxyde de cérium aux $0,008$ (mélange Auër), les pouvoirs émissifs bleu et jaune valent encore $0,86$ et $0,24$ pour la même épaisseur, tandis que le pouvoir émissif rouge ($\lambda = 0^{\mu}, 7$) tombe de $0,93$ à $0,062$.

D'après cela, si le pouvoir émissif bleu de la lame Auër $7,7 \text{ mg} : \text{cm}^2$ est bien $0,86$, nos deux lames Auër et type seront à la même température lorsque l'éclat bleu de la première sera les $\frac{86}{100}$ de celui de l'autre, ou encore lorsque, les bleus des deux spectres étant égaux, l'ouverture du diaphragme de la lame type sera les $\frac{86}{100}$ de l'ouverture de l'autre diaphragme : on réalise cette dernière condition en réglant convenablement la position du brûleur de la lame Auër.

Ensuite, on passe aux jaunes ($\lambda = 0^{\mu}, 59$) et, sans toucher aux brûleurs, on les égalise en agissant sur le diaphragme de la lame type. Le nouveau rapport des ouvertures des deux diaphragmes sera le pouvoir émissif jaune de notre lame Auër.

⁽¹⁾ C'est la lame Auër, ayant la densité la plus voisine de $7,5 \text{ mg} : \text{cm}^2$, que nous avons su réaliser.

Nous avons trouvé $E(\text{jaune}) = 0,25$, tandis que M. Rubens donne 0,24 pour son manchon Auër.

Par conséquent, notre lame Auër a bien les mêmes pouvoirs émissifs bleu et jaune que ce manchon. Il en est déjà ainsi pour le rouge, d'après le choix de la lame. Nous pouvons donc considérer ces deux radiateurs comme équivalents quant à leurs pouvoirs émissifs, au moins dans la région lumineuse.

D'ailleurs, si les définitions géométriques des sources sont respectées, *cette propriété ne doit pas dépendre de la nature de la substance qui rayonne*, pourvu que celle-ci soit identique dans les deux cas.

II. — INUTILITÉ THÉORIQUE DES PROPORTIONS D'AUËR.

Grâce à l'équivalence que nous venons d'examiner, l'expression (5), qui donne le pouvoir émissif d'une lame et surtout la discussion que nous en avons faite dans la deuxième partie, au sujet de ses variations avec le paramètre α , nous font déjà comprendre d'une manière générale tout ce qui a trait au rayonnement du manchon Auër. Entre autres, il est aisé de voir que *ce rayonnement dépend presque uniquement de la densité superficielle de l'oxyde de cérium et très peu de celle de l'oxyde de thorium.*

En effet, supposons que nous enlevions à la lame Auër, de densité $7,7 \text{ mg} : \text{cm}^2$, équivalente au manchon de ce nom, une certaine quantité d'oxyde de thorium. Nous ne diminuons guère ainsi que le paramètre δ de réflexion diffuse; ce qui augmente peu les pouvoirs émissifs de la nouvelle lame, si la dose soustraite d'oxyde n'est pas trop forte, car la dérivée $\frac{\partial E}{\partial \delta}$ est petite.

Afin de vérifier cette conclusion, nous avons mesuré, comme il est dit plus haut pour une lame Auër, le pouvoir émissif jaune ($\lambda = 0^{\mu}, 59$) — celui de ces rapports qui se détermine avec le plus de précision — d'une lame pseudo-Auër titrant

0,115 d'oxyde de cérium. La densité superficielle de cet oxyde y était 0,064 mg : cm², c'est-à-dire à peu près la même que celle de la lame Auër précédente.

Nous avons trouvé 0,27. Le calcul, effectué comme celui que nous indiquons plus loin, donnait 0,26, tandis que le pouvoir émissif de la lame Auër est 0,25, celui du manchon de ce nom étant de 0,24.

Ainsi, tandis que le titre de l'oxyde de cérium d'une lame ou celui d'un manchon peuvent varier de 0,008 à 0,115, c'est-à-dire devenir 14,4 fois plus grands, les pouvoirs émissifs ne varient presque pas, pourvu que la densité superficielle de l'oxyde émissif soit la même dans les deux cas.

Lorsque la proportion de l'oxyde de cérium devient beaucoup plus forte, le raisonnement précédent semble indiquer un accroissement notable des pouvoirs émissifs. Le calcul de ces coefficients d'émission, pour un manchon Auër qui serait complètement privé de son oxyde de thorium, va nous montrer que cet accroissement est toujours assez faible.

Ce calcul sera en outre un exemple de la manière dont on peut utiliser la formule (5) pour déterminer indirectement les propriétés émissives d'un corps, étudié seulement sous forme de mélange, et cela lorsqu'on connaît les propriétés du ou des autres corps composants. Dans notre cas, certaines données faisant défaut, nous n'avons pu poursuivre le calcul qu'en ayant recours à des hypothèses très vraisemblables d'ailleurs.

Du reste, les résultats de ce calcul ont été assez précis pour nous permettre d'en faire usage, dans tout le cours de ce travail, sans erreur grossière.

En particulier, c'est grâce à eux que nous avons pu combiner notre méthode de mesure des pouvoirs émissifs.

III. — POUVOIRS ÉMISSIFS D'UN MANCHON AUËR QUI SERAIT PRIVÉ DE SON OXYDE DE THORIUM.

Nous avons vu que le manchon Auër de M. Rubens a le même pouvoir émissif qu'une lame Auër de densité superfi-

cielle 7,7, ou plus exactement, 7,5 mg : cm². Tout revient donc à évaluer les pouvoirs émissifs de cette lame privée théoriquement de son oxyde de thorium ⁽¹⁾.

A cet effet, désignons par α_a et δ_a les paramètres qui se rapportent au mélange Auër et par α_c et δ_c ceux qui ont trait à l'oxyde de cérium.

Nous avons vu, dans la deuxième partie, que le pouvoir émissif rouge E_m d'une lame d'oxyde de cérium très dense est

$$E_m = 0,93.$$

Nous en déduisons, pour ce rouge, comme à ce moment :

$$\alpha_c = \frac{E_m^2}{2(1 - E_m)} \delta_c = 6,17 \delta_c.$$

On a ensuite

$$\rho_c = \frac{\beta_c}{\delta_c} = \sqrt{\frac{\alpha_c(\alpha_c + 2\delta_c)}{\delta_c^2}} = \sqrt{6,17 \times 8,17} = 7,1.$$

D'autre part, nous avons trouvé que le pouvoir émissif rouge limite du mélange pseudo-Auër titrant 0,115 d'oxyde de cérium est

$$E_{am} = 0,62.$$

Nous en déduisons pareillement, puisque $\alpha_a = 0,115\alpha_c$,

$$0,115 = \alpha_c = \frac{E_{am}^2}{2(1 - E_{am})} \delta_a = \frac{0,62^2}{2(1 - 0,62)} \delta_a = 0,50 \delta_a;$$

cela en négligeant α (thorium) ⁽²⁾ devant α_c et en admettant que les paramètres de réflexion diffuse des mélanges

(¹) Il est à peine nécessaire de dire qu'une lame si légère ($0,06 \frac{\text{mgr}}{\text{cm}^2}$) d'oxyde cérique ou le manchon équivalent sont tout à fait *irréalisables*. La lame la plus légère de cette espèce que nous ayons obtenue avait $0,29 \frac{\text{mgr}}{\text{cm}^2}$. Au feu, elle a été détruite immédiatement : elle était cependant encore cinq fois trop dense.

(²) Les recherches de M. Rubens (*Journal de Physique*, 4^e série, 1906, p. 324, courbe *g*) montrent que c'est possible, surtout pour la lumière.

Auër et pseudo-Auër sont égaux, ce qui est très probable, les deux mélanges étant surtout formés d'oxyde de thorium, qui est le principal corps diffusant.

Nous en déduisons, après avoir remplacé α_c par sa valeur 6,17 δ_c ,

$$\delta_a = \frac{6,17 \times 0,115}{0,50} \delta_c = 1,42 \delta_c.$$

Or, si l'on a égard au peu de précision des mesures et si l'on remarque que, dans les mêmes circonstances, le paramètre α varie dans le rapport de 1 à 100, on doit considérer le résultat précédent comme une preuve que δ ne varie pas ⁽¹⁾.

Ceci étant admis, nous remarquons, toujours avec la même approximation, que $\alpha_a = 0,008 \alpha_c$. Nous en tirons pour la radiation rouge ($\lambda = 0^\mu, 7$) :

$$\gamma_a = \frac{\alpha_a}{\delta_a} = 6,17 \times 0,008 = 0,0494,$$

d'où

$$\rho_a = \frac{\beta_a}{\delta_a} = \frac{\sqrt{\alpha_a(\alpha_a + 2\delta_a)}}{\delta_a} = \sqrt{\gamma_a(\gamma_a + 2)} = 0,318.$$

Portons ces valeurs de γ_a et de ρ_a dans l'expression (5), après y avoir remplacé E_a par sa valeur 0,062, qui est le pouvoir émissif rouge ($\lambda = 0^\mu, 7$) Auër donné par M. Rubens; nous en tirons

$$e\beta_a t = 1,52;$$

cela par une résolution de l'équation (10) donnée plus haut dans la deuxième partie.

Cette exponentielle étant connue, on peut calculer E_a pour

(1) En somme, pour une même radiation, ici le rouge, δ ne varie pas avec la nature de la substance lorsque la densité de celle-ci est constante. D'autre part, nous avons vu, dans la première partie, que δ ne varie pas avec la longueur d'onde lorsque la substance est peu absorbante, au moins dans la région lumineuse. Par conséquent, dans cette région δ est une constante lorsque nos lames ont la même densité.

une valeur quelconque de γ_a . En effet, au moyen de cette valeur γ_a on calcule d'abord $\rho_a = \sqrt{\gamma_a(\gamma_a + 2)}$, puis $e^{\beta_a l}$ au moyen de 1,52, l'exponentielle précédente, et en remarquant que $\beta_a l$ est proportionnel à ρ_a , l et δ_a étant constants. On a ainsi

$$e^{\beta_a l} = (1,52)^{\frac{\rho_a}{0,318}}.$$

Enfin, portant ces valeurs nouvelles de γ_a , ρ_a et $e^{\beta_a l}$ dans (5), on calcule E_a .

En opérant de cette manière pour les valeurs 0,5, 1, 1,5, etc., de γ_a , et en portant les E_a en ordonnées et les γ_a en abscisses, nous avons pu construire un diagramme, $E_a = f(\gamma_a)$, des pouvoirs émissifs Auër.

Au moyen de ce diagramme et du tableau des pouvoirs émissifs du manchon Auër, pour différentes longueurs d'ondes, donné par M. Rubens, nous avons pu obtenir un nouveau tableau donnant les rapports γ_a qui correspondent aux mêmes longueurs d'ondes.

Nous calculons ensuite les rapports analogues, γ_c , relatifs à une lame d'oxyde de cérium ayant la même densité superficielle, 7,5 mg : cm², que la lame Auër (1), en remarquant qu'on a

$$\gamma_c = \frac{\alpha_c}{\delta_c} = \frac{\alpha_a}{0,008} \frac{1}{\delta_a} = 125 \gamma_a,$$

puisque nous admettons $\delta_c = \delta_a$ et que $\alpha_a = 0,008 \alpha_c$.

Les rapports ρ_c correspondants se calculent par la relation

$$\rho_c = \sqrt{\gamma_c(\gamma_c + 2)}.$$

Voici réunies en un seul tableau les valeurs de E_a , γ_a , γ_c , ρ_c pour différentes longueurs d'ondes :

(1) Nous calculons incidemment les pouvoirs émissifs lumineux de cette lame parce qu'ils sont égaux à ceux du manchon cérique de M. Rubens, résultats que ce savant ne donne pas. Ce calcul rend d'ailleurs notre exposé plus clair dans la suite.

λ .	E_a (Auër).	$\gamma_a = \frac{\alpha_a}{\delta_a}$.	$\gamma_c = \frac{\alpha_c}{\delta_c}$.	$\rho_c = \frac{\beta_c}{\delta_c}$.
0,45	0,86	3	375	376
0,50	0,72	1,3	162,5	163,5
5,50	0,49	0,585	73,125	74,1
0,60	0,24	0,235	29,375	30,36
0,70	0,062	0,0494	6,175	7,1

Soit l' l'épaisseur de la lame cérique 7,5 mg : cm². Pour avoir les valeurs de $e^{\beta_c l'}$, relatives aux longueurs d'ondes précédentes, au moyen de $e^{\beta_a l} = 1,52$, nous remarquons que

$$\beta_c l' = \rho_c \delta_c l' \quad \text{et} \quad \beta_a l = \rho_a \delta_a l = 0,318 \delta_a l.$$

Par conséquent, puisque $\delta_a = \delta_c$, il suffit de déterminer $\frac{l'}{l}$ pour connaître $e^{\beta_c l'}$. Or

$$\frac{l'}{l} = 1.$$

En effet, une lame Auër et une lame d'oxyde de cérium, dont les densités superficielles sont voisines de 7,5 mg : cm² et préparées exprès, se sont trouvées avoir, à peu près, les mêmes épaisseurs au sphéromètre. Une autre preuve, meilleure, de cette égalité est que ces lames, ayant été préparées avec des morceaux de papier à filtrer *identiques*, ont correspondu à des retraits linéaires égaux de leurs surfaces. Il est donc naturel de penser qu'il en est de même pour les épaisseurs, qui sont, par conséquent, égales.

Les exponentielles $e^{\beta_c l'}$ se calculent donc en fonction de ρ_c par la relation

$$e^{\beta_c l'} = (1,52)^{\frac{\rho_c}{0,318}}.$$

En portant leurs valeurs et celles respectives des rapports $\rho_c = \frac{\beta_c}{\delta_c}$ et $\gamma_c = \frac{\alpha_c}{\delta_c}$ dans l'expression (5) on en déduit les pouvoirs émissifs de la lame d'oxyde de cérium ayant 7,5 mg : cm².

Pour passer des pouvoirs émissifs de cette lame à ceux d'une autre, également en oxyde de cérium, mais qui aurait pour densité superficielle $0,06 = 7,5 \times 0,008 \text{ mg : cm}^2$, c'est-à-dire celle de la lame Auër privée de son oxyde de thorium, nous remarquons :

1° Que l'exposant $\beta_c l$ varie proportionnellement à la densité superficielle, ainsi que nous l'avons déjà vu pour des cas analogues dans la deuxième partie.

2° Que les rapports $\gamma_c = \frac{\alpha_c}{\delta_c}$ et par suite aussi $\rho_c = \frac{\beta_c}{\delta_c}$ sont constants, α_c et δ_c variant comme la densité (cubique) de l'oxyde de cérium, lorsque celui-ci se trouve dilué par de l'air (1).

Dans ce nouveau cas et pour chacune des radiations précédentes, les exponentielles $e^{\beta_c l'}$ se calculent donc par la formule

$$e^{\beta_c l'} = (1,52)^{\frac{\rho_c}{0,318} \times 0,008}.$$

En portant ces valeurs et celles des rapports respectifs $\gamma_c = \frac{\alpha_c}{\delta_c}$ et $\rho_c = \frac{\beta_c}{\delta_c}$ dans l'expression (5), on en déduit les pouvoirs émissifs lumineux de la lame cérique de $0,06 \text{ mg : cm}^2$, *dépourvu d'oxyde de thorium*.

Dans l'infra-rouge, n'étant plus assuré que $\delta_c = \delta_a$, nous ne pouvons plus calculer les pouvoirs émissifs de cette lame très légère. Il est cependant facile de voir que ces rapports d'émission sont inférieurs à ceux de la lame Auër, qui est équivalente au manchon de ce nom.

En effet, jusqu'à la radiation $\lambda = 8\mu$, les paramètres étant très faibles aussi bien dans le cas de la lame cérique que dans

(1) A la densité près, la lame cérique hypothétique de $0,06 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ doit avoir une constitution analogue à celles des lames du même oxyde que nous avons étudiées dans la deuxième partie. Dans ces lames, l'épaisseur diminuant beaucoup moins que la densité superficielle l'oxyde de cérium est dilué par l'air.

celui de la lame Auër, on a

$$E_c = \alpha_c l_c \quad \text{et} \quad E_a = [\alpha (\text{thorium}) + \alpha'_c] l_a,$$

E_c et E_a étant les pouvoirs émissifs, l_c et l_a les épaisseurs des deux lames cérique et Auër.

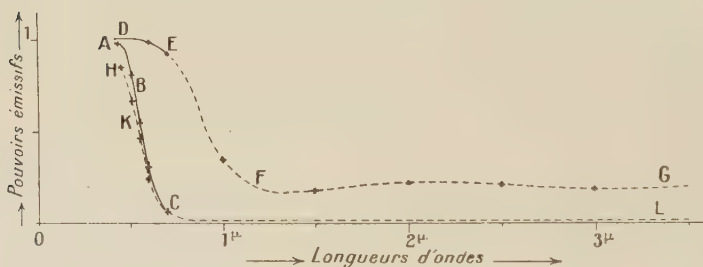
Mais $\alpha_c l_c = \alpha'_c l_a$, puisque ces produits sont proportionnels aux densités superficielles de l'oxyde de cérium des deux lames en question et que ces densités sont égales. On a donc

$$E_c = E_a.$$

dans l'infra-rouge.

Voici (fig. 5), en fonction des longueurs d'ondes, les deux

Fig. 5.



diagrammes représentant les pouvoirs émissifs des lames d'oxyde de cérium qui ont respectivement pour densités superficielles 7,5 mg : cm² et 0,06 mg : cm². Nous y joignons, en pointillés, les diagrammes de M. Rubens relatifs à ses manchons cérique et Auër; cela pour en faciliter la comparaison.

On voit que la distribution spectrale des pouvoirs émissifs est à peu près la même, que le manchon Auër, ou sa lame équivalente, soit privé ou non de son oxyde de thorium.

Cependant, les pouvoirs émissifs lumineux de la lame cérique ayant 0,06 mg : cm² sont un peu plus forts que ceux du manchon Auër ou de sa lame équivalente. Le rendement lumineux de cette lame cérique très légère serait, par conséquent, supérieur à celui du manchon.

Cette lame correspondrait, comme nous le savons, à une dilution de l'oxyde de cérium dans l'air. Cette dilution serait donc préférable, si elle était possible, à celle dans l'oxyde de thorium. Le rôle de celui-ci est de donner du *corps*, de servir de *support* à cette lame, irréalisable sans cela. Malgré son faible pouvoir colorant (¹), l'oxyde de thorium ne remplit qu'imparfaitement ce rôle *passif*, puisqu'il augmente l'infra-rouge de *notre lame idéale* et diminue un peu ses pouvoirs émissifs lumineux en accroissant sa diffusion.

RÉSUMÉ.

Afin de comprendre les rôles joués par les oxydes de thorium et de cérium dans le manchon Auër, nous avons cherché, dans la première partie de ce travail, les expressions des pouvoirs émissifs, réflecteur et transmissif d'une lame amorphe diffusante en fonction de ses paramètres d'absorption et de réflexion diffuse.

La discussion de ces expressions, en nous fournissant déjà des preuves qualitatives de cette théorie, *nous a surtout montré que les propriétés émissives de la substance Auër pouvaient être celles d'un mélange*. Cette discussion nous a aussi révélé *l'influence que pouvait avoir la densité superficielle, l'épaisseur et la diffusion d'un radiateur plan sur son pouvoir émissif*.

Dans la deuxième partie nous cherchons à vérifier, quantitativement surtout, notre formule du pouvoir émissif dans le cas de lames formées d'oxyde de cérium seul ou associé à de l'oxyde de thorium.

Nous décrivons d'abord la préparation, le montage, le chauffage de ces lames, ainsi que la manière simple de faire varier leur température. Ensuite, nous donnons le principe

(¹) Pouvoir colorant, c'est-à-dire paramètre d'absorption.

adopté pour mesurer leurs pouvoirs émissifs rouges. Dans le cas de nos recherches, l'œil étant plus sensible que le thermopile ou le bolomètre, nous déterminons les pouvoirs émissifs au moyen d'un spectrophotomètre, celui de M. d'Arsonval.

Enfin, après avoir indiqué la manière de procéder à une de ces mesures, nous passons aux vérifications elles-mêmes.

Certaines perturbations, dues à la préparation des lames d'oxyde, interprétées, nous fournissent déjà une première confirmation de la théorie.

Nous arrivons ensuite au contrôle numérique de l'expression du pouvoir émissif. Il se trouve que celle-ci représente, dans tous les cas, les mesures avec une approximation suffisante. En particulier, *les influences de la densité superficielle, de l'épaisseur, de la diffusion d'une lame sur son pouvoir émissif, que notre formule indique si bien, sont nettement établies*. Nous en avons conclu que la théorie est conforme à la réalité.

Lors de ce contrôle, *nous avons aussi constaté que notre composition d'oxydes de cérium et de thorium est un mélange et non une combinaison*.

Dans la troisième partie de notre travail, nous appliquons, la théorie établie, au cas du manchon Auër.

A cet effet, nous montrons qu'un manchon Auër et une lame de même substance, choisie convenablement, sont équivalents quant à leurs pouvoirs émissifs. Cela nous permet de comprendre les effets dus à la dilution de l'oxyde de cérium dans l'oxyde de thorium du manchon Auër. En outre, nous voyons aussi *que le bon rendement lumineux de ce manchon ne dépend pas de la proportion de ses composants, mais plutôt de la densité superficielle de son oxyde de cérium*. Il résulte même d'un calcul que le rendement lumineux d'une lame Auër, d'abord équivalente au manchon de ce nom et qui serait ensuite privée de son oxyde de thorium, serait légèrement supérieur à celui de ce radiateur : l'oxyde de thorium n'est pas encore un support idéal.

CONCLUSIONS.

D'après ce qui précède, nos conclusions sont évidentes :

Les qualités émissives du manchon Auër s'expliquent par a simple incandescence et par les propriétés de ses composants supposés simplement mélangés, l'un teignant l'autre, nous savons comment.

Vu et approuvé :

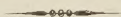
Paris, le 9 juin 1910.

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,
PAUL APPELL.

Vu et permis d'imprimer :

Paris, le 9 juin 1910.

LE VICE-RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,
L. LIARD.



SECONDE THÈSE.

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Propriétés chimiques des oxydes de thorium.

Vu et approuvé :

Paris, le 9 juin 1910.

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,
PAUL APPELL.

Vu et permis d'imprimer :

Paris, le 9 juin 1910.

LE VICE-RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,
L. LIARD.

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS,
45732 Quai des Grands-Augustins, 55.
